

Université de Montréal

Influence de la fréquence d'excitation sur les phénomènes de
contraction et de filamentation dans les décharges micro-ondes
entretenues à la pression atmosphérique

par

Eduardo Castaños-Martinez

Département de Physique

Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures

En vue de l'obtention du grade de

Maître en Sciences (M. Sc)

En Physique

Décembre 2004

©Eduardo Castaños-Martinez, 2004



AVIS

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

NOTICE

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé :

Influence de la fréquence d'excitation sur les phénomènes de contraction et de
filamentation dans les décharges micro-ondes entretenues à la pression
atmosphérique

présenté par :

Eduardo Castaños-Martinez

a été évalué par le jury composé des personnes suivantes :

Mme Joëlle Margot

Présidente du jury

M. Michel Moisan

Directeur de recherche

M. Barry Stansfield

Membre du jury

Résumé

Les décharges à onde de surface entretenues à la pression atmosphérique sont fréquemment utilisées en analyse chimique et présentent également une approche technologique efficace pour réduire les émissions industrielles de gaz toxiques et à effet de serre. Ces décharges sont affectées par des phénomènes complexes comme la contraction (diminution radiale du volume de la décharge) et la filamentation (séparation de la colonne de plasma en plusieurs filaments) dont la compréhension demeure une étape essentielle pour l'optimisation des procédés. La filamentation est un phénomène particulier aux plasmas entretenus par des champs de haute fréquence, notamment les plasmas entretenus par la propagation d'une onde électromagnétique de surface faisant l'objet de la présente étude. De tels plasmas sont très utilisés tant en recherche fondamentale que dans les applications industrielles en raison de leur souplesse en termes de conditions expérimentales. En particulier, ils peuvent être créés dans un vaste domaine de pressions, de fréquences, et dans des enceintes de diamètre allant de quelques millimètres à plusieurs centimètres. Des travaux antérieurs [Kabouzi et al. J. Appl. Phys. 91 1008 (2002)] ont montré que la contraction radiale des décharges électriques résulte d'un chauffage inhomogène du gaz, en raison de la valeur finie de la conductivité thermique du gaz, et de l'effet de peau, celui-ci étant relié à la densité électronique et à la fréquence d'excitation du champ. L'objectif principal de ce travail est de déterminer d'une manière plus précise le rôle joué par la fréquence d'excitation dans les phénomènes de contraction et de filamentation. Pour ce faire, nous avons réalisé une étude expérimentale

dans laquelle nous avons mesuré les paramètres du plasma en fonction des conditions opératoires. Parallèlement à cela, nous avons développé un modèle numérique simplifié des décharges micro-ondes entretenues à la pression atmosphérique. Cette modélisation numérique nous a permis de mieux comprendre l'influence de la variation spatiale de l'intensité du champ électrique et de sa fréquence sur la contraction et la filamentation. Ainsi, plus l'inhomogénéité de l'intensité du champ électrique est importante, plus la contraction diminue. Cette inhomogénéité croît lorsque la densité linéaire de puissance ou la fréquence d'entretien du champ augmente. Une comparaison des résultats du modèle aux mesures expérimentales montre que ce dernier, bien que simple, décrit correctement le comportement des décharges micro-ondes radialement contractées entretenues à la pression atmosphérique.

Mots clefs : plasmas, décharges micro-ondes, décharges à onde de surface à la pression atmosphérique, contraction, filamentation, chauffage inhomogène du gaz, effet de peau, inhomogénéité du champ électrique.

Abstract

The surface-wave discharges (SWDs) sustained at atmospheric pressure are widely used in chemistry for elemental analysis. They also offer an efficient technology for reducing the emission of toxic and greenhouse gases. This kind of discharge is affected by the complex phenomena of contraction (radial reduction of the discharge volume) and filamentation (breaking of a single channel of the plasma into two or more filaments). The physical understanding of such a phenomenon is an essential step in the optimization of the high technology processes. Filamentation is a specific feature of high frequency plasmas, particularly, of a plasma maintained in the field of a propagating electromagnetic surface wave. The study, presented here, concerns especially those discharges : SWDs at atmospheric pressure. They are being currently used in industrial applications because of the extreme flexibility of their operating conditions. They can be sustained over a very wide range of the gas pressure, and wave frequency, and in vessels of different shapes and sizes. In a previous study [Kabouzi et al. J. Appl. Phys. 91 1008 (2002)] it has been shown that the radial contraction is due to the nonuniform gas heating, because of the influence of the gas thermal conductivity, and to the skin effect, which is connected to the electron density and the field frequency. The main purpose of this study is to investigate the influence of the wave frequency variation on the contraction and filamentation of SWDs at atmospheric pressure. To achieve this, we have studied experimentally the plasma parameters as a function of the operating conditions. Simultaneously, we have developed a simplified numerical model that describes surface wave discharges

sustained at atmospheric pressure. The modeling of this problem enlarges our understanding of the influence of the radial variation of the wave field intensity and of the wave frequency over the radial contraction of the discharge. The stronger the radial inhomogeneity of the wave field intensity, the lower the degree of the discharge contraction. The wave field inhomogeneity increases with the linear power density or with the wave frequency. The comparison of the numerical results with the experimental ones shows that the model describes correctly the behavior of microwave radially contracted discharges at atmospheric pressure.

Keywords : plasmas, microwaves discharges, surface wave discharges at atmospheric pressure, contraction, filamentation, gas nonuniform heating, skin effect, inhomogeneity of the electric field.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	État contracté et état diffus d'une décharge électrique	3
1.2	Contraction des décharges alimentées en courant continu (CC)	4
1.3	Mécanismes de contraction	11
1.3.1	Chauffage inhomogène du gaz [5]-[16]	11
1.3.2	Collisions électron-électron [17]-[20]	16
	Références	19
2	Dispositif expérimental et méthodes de mesure	22
2.1	Diagnostics spectroscopiques	23
2.1.1	Densité électronique	23
2.1.2	Température de rotation	27
2.2	Mesures résolues radialement : inversion d'Abel	31
2.3	Dispositif expérimental de création du plasma	35
2.3.1	Applicateurs	38
2.4	Dispositif expérimental de mesures spectroscopiques	41
	Références	43
3	Résultats expérimentaux	46
3.1	Puissance absorbée par unité de longueur de la colonne	46

3.2	Étude de l'influence des conditions opératoires sur les <i>POS</i> au moyen du profil radial de l'intensité de la raie H_{β}	50
3.2.1	Influence du rayon du tube à décharge	51
3.2.2	Influence de la fréquence d'excitation	55
3.3	Distribution radiale de la densité électronique	57
3.4	Distribution radiale de la température du gaz	62
	Références	66
4	Modélisation des décharges entretenues par des ondes de surface à la pression atmosphérique : approche par l'équation de Saha	67
4.1	Introduction	67
4.2	Description du modèle	68
4.2.1	Équation de dispersion et distributions radiales des champs . .	69
4.2.2	Modèle hydrodynamique : plasma à deux températures	73
4.3	Résultats et discussion	78
4.3.1	Profiles radiaux des paramètres du plasma	78
4.3.2	Influence de la densité de puissance	82
4.3.3	Influence de la fréquence d'excitation du champ	85
4.3.4	Comparaison directe des résultats du modèle aux données expérimentales	97
4.3.5	Discussion et justification des hypothèses du modèle	104
	Références	111
5	Conclusion	113

Table des figures

1.1	Enregistrements obtenus avec une caméra CCD d'une décharge d'onde de surface orientée verticalement, dans différents gaz, $2R = 6\text{ mm}$, et $f = 2450\text{ MHz}$	4
1.2	(a) Intensité du champ électrique d'entretien (normalisée à la pression p) (b), température électronique, (c) température du gaz et (d) produit de la densité électronique avec le rayon interne R du tube à décharge en fonction du courant dans la colonne positive d'une décharge en courant continu dans l'argon, pour différentes valeurs du produit pR : 100, 200, 300, 500 et 700 Torrs cm. D'après [21].	6
1.3	Distribution radiale de la température du gaz T_g (a), de la température électronique T_e (b), et de la densité électronique n_e (c) de la colonne positive d'une décharge en courant continu dans l'argon, $2R = 2.6\text{ cm}$, $p = 20\text{ Torrs}$ et pour différentes valeurs du courant I . D'après [12].	9
1.4	Distribution radiale de la température du gaz T_g (a), de la température électronique T_e (b), et de la densité électronique n_e (c) de la colonne positive d'une décharge en courant continu dans l'argon, $2R = 2.6\text{ cm}$, $p = 1\text{ Torr}$ et pour différentes valeurs de l'intensité du courant I . D'après [12].	10
1.5	Variation de la concentration relative de Ar_2^+ (normalisée à n_e) en fonction de la température du gaz, calculée pour diverses valeurs de n_e à $T_e = 10500\text{ K}$ à la pression atmosphérique [30].	13

1.6	Variation de la densité calculée des trois types de particules chargées en fonction de la température du gaz, pour $T_e = 10500\text{ K}$ dans l'argon à la pression atmosphérique [29].	14
1.7	FDEE calculée en fonction de la position radiale normalisée, r/R , dans l'argon pour une pression de 100 Torr, un rayon interne du tube à décharge de 1 cm, et pour deux valeurs du courant électrique : (a) 10.9 mA et (b) 33.1 mA [17].	15
1.8	Profil radial de la densité électronique (calculé) à une pression de 100 Torr, pour un rayon interne du tube à décharge de 1 cm et différentes intensités du courant [17].	18
2.1	Élargissement électrique suivant l'intensité E du champ électrique agissant sur l'atome. De gauche à droite, respectivement : $E = 0$, $E = \text{const.}$ et $E = \text{variable}$, ions seuls d'abord puis, finalement, ions et électrons. D'après [9].	26
2.2	Diagramme de Boltzmann des états rotationnels du radical OH obtenu dans un plasma d'onde de surface de néon à la pression atmosphérique, pour un tube de 6 mm de diamètre à une fréquence de 915 MHz. . . .	31
2.3	Spectre rotationnel du radical OH correspondant aux conditions expérimentales de la figure 2.2.	32
2.4	Schéma représentant la prise de mesure du profil latéral d'intensité $I_\lambda(x)$ (suivant une corde) utilisé pour la reconstruction, par inversion d'Abel, du profil radial d'intensité lumineuse. D'après [22].	33
2.5	Schéma du dispositif expérimental servant à produire la décharge à 915 MHz et à en ajuster les conditions opératoires.	36
2.6	Schéma du dispositif expérimental servant à produire la décharge à 2450 MHz et à en ajuster les conditions opératoires.	37
2.7	Schéma du lanceur d'ondes de surface appelé surfatron	39
2.8	Schéma du lanceur d'ondes de surface appelé surfaguide	40

2.9	Schéma du système de collection de l'émission du plasma suivant des cordes du tube à décharge dans un domaine spectral fixé par le monochromateur	41
3.1	Longueur de la colonne de plasma en fonction de la puissance absorbée à deux valeurs de la fréquence d'excitation du champ électrique (915 et 2450 MHz), dans le néon et pour un tube à décharge de rayon interne 3 mm.	48
3.2	Longueur de la colonne de plasma en fonction de la puissance absorbée dans l'argon, à la fréquence de 915 MHz et pour un tube de 3 mm de rayon interne.	49
3.3	Variation de la longueur de la colonne de plasma en fonction de la puissance absorbée dans le néon, pour deux valeurs du rayon interne du tube à décharge (3 et 6 mm) et à la fréquence de 915 MHz.	49
3.4	Profil radial de la densité électronique obtenue de l'élargissement Stark de H_β et profil radial de l'intensité d'émission de la raie H_β dans le néon, pour un tube de rayon interne 3 mm, à la position axiale $z = 110-115$ mm et pour deux valeurs de la fréquence d'excitation du champ HF : (a) 915 MHz et (b) 2450 MHz.	50
3.5	Profil radial de l'intensité d'émission de la raie H_β à différentes positions le long de la colonne de plasma, dans le néon à 915 MHz et pour deux valeurs du rayon interne du tube à décharge : (a) 3 et (b) 6 mm.	52
3.6	Profil radial de l'intensité d'émission de la raie H_β à différentes positions le long de la colonne de plasma, dans l'argon à 915 MHz et pour deux valeurs du rayon interne du tube à décharge	53
3.7	Profil radial de l'intensité d'émission de la raie H_β pour deux valeurs du rayon interne du tube à décharge dans (a) le néon et dans (b) l'argon, la fréquence de 915 MHz.	54

3.8	Profil radial de l'intensité d'émission de la raie H_β à différentes positions le long de la colonne de plasma de néon à 2450 MHz et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm. D'après [2].	56
3.9	Profil radial de l'intensité lumineuse totale (non résolue spectralement) à trois fréquences du champ HF (200, 915 et 2450 MHz) dans un POS de néon, à une position axiale fixe $z = 60$ mm et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm. D'après [2].	56
3.10	Distribution radiale de la densité électronique à différentes positions le long de la colonne d'un plasma de néon, à 915 MHz et pour un tube à décharge de rayon interne 3 mm.	57
3.11	Distribution radiale de la densité électronique et son lissage par une fonction gaussienne dans un plasma de néon à 915 MHz, à une position axiale $z = 110$ mm et pour des tubes à décharge de 3 et 6 mm de rayon interne.	58
3.12	Distribution radiale de la densité électronique à deux positions le long de la colonne de plasma de néon, à 915 MHz et pour des tubes à décharge de 3 et 6 mm de rayon interne.	59
3.13	Distribution axiale de la densité électronique moyenne suivant la section du tube à décharge, à deux valeurs du rayon interne de celui-ci (3 et 6 mm) dans un plasma de néon à 915 MHz.	59
3.14	Distribution radiale de la densité électronique à différentes positions le long de la colonne de plasma de néon, aux fréquences d'excitation du champ électrique de 915 et 2450 MHz et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm.	61
3.15	Distribution axiale de la densité électronique moyenne sur une section du tube à deux valeurs de la fréquence d'excitation du champ électrique (915 et 2450 MHz) dans le néon et pour un tube à décharge de rayon interne 3 mm.	61

3.16	Distribution radiale de la température de rotation du radical OH à différentes positions le long de la colonne de plasma de néon, à 915 MHz et pour $R = (a) 3$ et $(b) 6$ mm.	64
3.17	Distribution radiale de la température de rotation du radical OH selon le rayon du tube à décharge (3 et 6 mm) dans le néon à 915 MHz et à une position axiale $z = 110$ mm.	65
3.18	Distribution radiale de la température de rotation du radical OH à différentes positions le long de la colonne de plasma dans le néon, pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm et aux fréquences d'excitation du champ électrique de 915 et 2450 MHz.	65
4.1	Schéma de principe de la formation d'une colonne de plasma entretenue par une onde électromagnétique de surface dans un tube diélectrique à partir d'un applicateur de champ à interstice de lancement. D'après [3].	70
4.2	Distributions radiales (a) de la température du gaz T_g , (b) de la température électronique T_e , (c) de la densité électronique n_e et (d) du rapport $\frac{\nu}{\omega}$ dans le néon, pour un tube de 3 mm de rayon interne et à une densité linéaire de puissance $L = 6$ W/cm.	80
4.3	Profil radial de l'intensité totale du champ électrique de l'onde de surface $ E $ et de ses composantes axiale $ E_z $ et radiale $ E_r $, normalisée à $ E_z(r = 0) $ pour les mêmes conditions de décharge que'à la figure 4.2.	82
4.4	Distributions radiales (a) de la température du gaz T_g , (b) de la température électronique T_e , (c) de la densité électronique n_e et (d) de l'intensité du champ électrique normalisée $ E / E_z(r = 0) $, pour une décharge de néon à 915 MHz dans un tube de 3 mm de rayon interne, à différentes valeurs de la densité linéaire de puissance L . . .	84

4.5	Évolution tridimensionnelle des paramètres du plasma : (a) température du gaz T_g , (b) température électronique T_e et (c) densité électronique n_e dans le néon à une fréquence de l'onde de 915 MHz et dans un tube de 3 mm de rayon interne.	87
4.6	Variation axiale du coefficient d'atténuation de l'onde, α , de la densité linéaire de puissance, L , et de la densité électronique moyenne, \bar{n}_e , dans le néon à 915 MHz et pour un tube de rayon interne 3 mm. . . .	88
4.7	Variation radiale (a) de la température du gaz T_g , (b) de la température électronique T_e , (c) de la densité électronique n_e et (d) du profil radial de l'intensité du champ électrique normalisée $ E / E_z(r=0) $, pour une décharge de néon aux fréquences d'excitation de l'onde de surface de 200, 600, 915 et 2450 MHz à une position axiale $z = 120$ mm et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm.	89
4.8	Densité électronique moyenne \bar{n}_e en fonction de la fréquence d'excitation du champ micro-ondes dans le néon à une position axiale fixe $z = 120$ mm et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm. . .	91
4.9	Distribution axiale de la densité linéaire de puissance aux fréquences d'excitation de l'onde de surface de 200, 600, 915 et 2450 MHz, dans le néon et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm.	93
4.10	Distribution axiale du coefficient d'atténuation α de l'onde, aux fréquences d'excitation de celle-ci de 200, 600, 915 et 2450 MHz, dans le néon et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm.	93
4.11	Distribution axiale de la densité électronique moyenne à 200, 600, 915 et 2450 MHz, dans le néon et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm.	94

4.12	Variation du coefficient d'atténuation, α , et de propagation, β , de l'onde de surface en fonction de la densité électronique moyenne, aux fréquences d'excitation du champ électrique de 200, 600, 915 et 2450 MHz, dans le néon et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm. Noter les points où $\alpha = \beta$ (critère d'arrêt du calcul).	95
4.13	Densité électronique moyenne en fonction de la densité linéaire de puissance aux fréquences de 200, 600, 915 et 2450 MHz, dans le néon et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm.	96
4.14	Distribution radiale de la densité électronique aux fréquences de 200, 600, 915 et 2450 MHz, dans le néon à une densité linéaire de puissance $L = 6$ W/cm et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm.	97
4.15	Comparaison des distributions radiales théoriques et expérimentales de la densité électronique (fig. a, b, et c) et de leurs profils (fig. d) dans le néon à 915 MHz, pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm et à plusieurs positions axiales z.	99
4.16	Comparaison des distributions radiales théoriques et expérimentales a) de la température du gaz et b) de leur profil dans le néon à 915 MHz et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm.	100
4.17	Comparaison des distributions radiales théoriques et expérimentales de la densité électronique dans le néon à 2450 MHz, pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm et à différentes positions z.	101
4.18	Comparaison des distributions radiales théoriques et expérimentales de la température du gaz dans le néon à 2450 MHz, pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm et à trois positions axiales.	102
4.19	Comparaison des profils radiaux théoriques et expérimentaux de la densité électronique dans le néon à 2450 MHz, pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm et à différentes positions axiales.	103

4.20	Comparaison des distributions axiales théoriques et expérimentales de la densité électronique moyenne dans le néon, pour un tube à décharge de 3 mm de rayon interne et aux fréquences de 915 et 2450 MHz.	104
4.21	Distribution radiale de la fréquence de collisions électron-électron et de la fréquence des collisions élastiques pour le transfert d'énergie des électrons vers les particules lourdes dans le néon à une position axiale $z = 110-115$ mm pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm et aux fréquences du champ micro-ondes de (a) 915 MHz et (b) 2450 MHz.	106
4.22	Distribution radiale du taux de pertes par diffusion ambipolaire, par recombinaison à trois corps et par recombinaison dissociative dans le néon à 915 MHz, pour un tube à décharge de rayon interne 3 mm et à une position axiale donnée.	110

Liste des tableaux

4.1	Conditions aux limites utilisées pour résoudre le système d'équations différentielles décrivant nos décharges.	77
-----	--	----

Liste des notations et symboles

Acronymes

CC	Courant Continu
FDEE	Fonction de Distribution en Énergie des Électrons
ETC	Équilibre Thermodynamique Complet
ETL	Équilibre Thermodynamique Local
ETLp	Équilibre Thermodynamique Local Partiel
HF	Haute Fréquence
CCD	Charge Coupled Device
ICCD	Intensified Charge Coupled Deviece
POS	Plasma à Onde de Surface
ICP	Inductively Coupled Plasma

Symboles latins

$A_{JJ'}^{vv'}$	Probabilité de transition spontanée de $(J, v) \rightarrow (J', v')$
B_v	Constante de rotation
c	Célérité de la lumière dans le vide
Cte	Constante
D_a	Coefficient de diffusion ambipolaire
D_e	Coefficient de diffusion libre des électrons
E	Intenisté du champ électrique

E_z	Intensité de la composante axiale du champ électrique
E_r	Intensité de la composante radiale du champ électrique
E_I	Potentiel d'ionisation
e	Charge élémentaire
f	Fréquence de l'onde de surface
H_ϕ	Composante transversale du champ magnétique
h	Constante de Planck
i	Intensité du courant
I	Intensité lumineuse totale
I_{H_β}	Intensité de la raie H_β
$I_{JJ'}$	Intensité du niveau rotationnelle
$\hat{I}(x)$	Intensité latérale intégrée
$I(r)$	Intensité radiale
J	Nombre quantique de rotation
J'	Nombre quantique de rotation
k	Nombre d'onde axial complexe
k_B	Constante de Boltzmann
L	Densité linéaire de puissance
l_p	Longueur de la colonne de plasma
M	Masse de l'atome en unité de masse atomique
m_e	Masse de l'électron
N	Densité des atomes neutres
N_J^v	Densité de l'espèce émettrice dans l'état (J, v)
n_e	Densité électronique
$\overline{n_e}$	Densité électronique moyenne
n_i	Densité des ions
P	Puissance absorbée par le plasma
P_I	Puissance incidente
P_R	Puissance réfléchie

$P(U)$	Section efficace de collisions électron-neutre pour le transfert de quantité de mouvement
p	Pression de la décharge
Q_r	Fonction de partition rotationnelle
R	Rayon interne du tube à décharge
r	Position radiale
r_0	Rayon de Landau
$S_{JJ'}$	Probabilité de transition rotationnelle
T_e	Température électronique
T_g	Température du gaz
T_{rot}	Température de rotation
T_v	Température de vibration
U	Énergie des électrons
v	Nombre quantique de vibration
v'	Nombre quantique de vibration
x	Position latérale
Z_i	Fonction de partition des ions
Z_a	Fonction de partition des atomes
z	Distance axiale

Symboles grecs

α	Coefficient d'atténuation de l'onde
$\alpha_{1/2}(H_x)$	Largeur réduite du profil Stark pour une raie Balmer donnée
α_r	Coefficient de recombinaison en volume
β	Nombre d'onde
β_0	Nombre d'onde dans le vide

Γ_{diff}	Taux de diffusion
Γ_{rec}	Taux de recombinaison dissociative
δ_p	Profondeur de pénétration du champ électromagnétique
δN_e	Coefficient de transfert d'énergie
$\Delta\lambda_D$	Largeur spectrale à mi-hauteur du profil Doppler
$\Delta\lambda_S$	Largeur spectrale à mi-hauteur du profil Stark
ΔE_I	Abaissement du potentiel d'ionisation de l'atome neutre considéré
ε_0	Permittivité diélectrique du vide
ε_p	Permittivité plasma
ε_g	Permittivité du tube diélectrique
ε_v	Permittivité dans le vide
ε_J^v	Énergie du niveau rotationnel
θ	Puissance nécessaire pour maintenir un électron dans la décharge
κ_p	$\sqrt{\beta_0^2 \varepsilon_p + k^2}$
κ_g	$\sqrt{\beta_0^2 \varepsilon_g + k^2}$
κ_v	$\sqrt{\beta_0^2 + k^2}$
λ	Longueur d'onde
λ_e	Conductivité thermique des électrons
λ_g	Conductivité thermique des atomes et des ions
λ_D	Longueur de Debye
λ_0	Longueur d'onde centrale de la raie d'émission
Λ	Longueur de diffusion
μ_i	Mobilité des ions

ν	Fréquence de la raie d'émission
ν	Fréquence de collisions élastiques électron-particule lourde
ν_{ee}	Fréquence de collisions électron-électron
ν_{ea}	Fréquence de collisions électron-neutre
ν_{ei}	Fréquence de collisions électron-ion
ν_0	Fréquence centrale de la raie d'émission
$\nu_{JJ'}$	Fréquence de la transition du photon de l'état J à J'
σ	Conductivité électrique du plasma
ω	Pulsation du champ électrique
ω_{pe}	Pulsation électronique du plasma

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier vivement et exprimer ma profonde reconnaissance à mon directeur de recherche le Professeur Michel Moisan, pour la confiance qu'il m'a témoigné en m'accueillant dans son groupe. Son soutien, ses conseils et l'intérêt constant qu'il a manifesté envers ce travail ont été essentiels à sa réalisation.

J'exprime également mes vifs remerciements à Mme M. Dolores Calzada Canalejo, professeure titulaire du Département de Physique de l'université de Cordoue, pour m'avoir introduit dans le Groupe de Physique des Plasmas de l'Université de Montréal. Les discussions sur les diagnostics par spectroscopie optique d'émission et ses judicieux conseils m'ont été très utiles.

J'aimerais également remercier la Professeure Joëlle Margot pour avoir accepté de présider le jury de ce travail ainsi que pour les nombreuses conversations au sujet de la physique des plasmas.

Je souhaite exprimer mes remerciements au Professeur Barry Stansfield, de l'INRS-Énergie, Matériaux et Télécommunications, pour avoir accepté de consacrer son temps à l'évaluation de ce travail.

Je ne remerciais jamais assez le Dr Yassine Kabouzi qui m'a initié au domaine de la physique des plasmas. Sa compréhension, sa patience, ses explications et son appui constant pendant toute la réalisation de ces travaux ont été fondamentaux. Il a été un vrai plaisir de travailler à tes côtés.

Merci à la Dre Kremena Makasheva. Sa disponibilité et sa rigueur scientifique

m'ont permis d'éclairer plusieurs coins sombres de ma compréhension des plasmas micro-ondes. Merci pour les dernières remarques réalisées sur mon mémoire.

Je ne saurais passer sous silence la qualité exceptionnelle du travail technique de Messieurs Robert Lemay, Jean-Sébastien Mayer, Laurent Goyet, Robert Martel et Martin Robert. Leur compétence m'a permis d'accomplir la partie expérimentale de ce travail dans les meilleures conditions.

Mes sincères remerciements vont également à la Dre Danielle Kéroak pour sa gentillesse et sa disponibilité, spécialement pour les cours accélérés de Latex à la dernière minute.

Je remercie tous les membres du Groupe de physique des plasmas : Dr Bachir Saoudi, Dr Mohamed Soltani, Nicolas, Luc, Crina, Mathieu, Karim, Jérôme Pollak, Ahlem, Élisabeth, Thomas, Olivier Barthélemy, Olivier Langlois, Antoine, Martin, Jérôme qui ont fait que mon séjour à l'Université de Montréal fût très extrêmement agréable.

Chapitre 1

Introduction

Les propriétés des décharges électriques entretenues à haute pression sont moins bien connues que celles des décharges à faible pression en raison de certains phénomènes complexes qui se produisent lorsque la pression du gaz dépasse quelques dizaines de Torr (1 bar \cong 760 Torr). C'est le cas de l'apparition de stries périodiques ou de la diminution du volume de la colonne de plasma à mesure que la pression augmente. Ce dernier phénomène est connu sous le nom de contraction et affecte les décharges électriques entretenues dans des gaz rares et moléculaires. Dans le cas des gaz rares, comme l'argon ou le néon, la contraction se manifeste lorsque la pression dépasse quelques Torr : la colonne de plasma se réduit radialement en un filament dense et brillant, centré sur l'axe du tube à décharge si celui-ci est orienté verticalement. La contraction de la décharge s'accompagne également de changements importants dans les paramètres du plasma, comme nous le verrons plus loin. En plus de la contraction, les décharges entretenues par des champs de haute fréquence (radiofréquences et micro-ondes) sont affectées par la filamentation : la séparation de la colonne de plasma en plusieurs filaments de plus petit diamètre.

Dans une étude antérieure [1, 2] menée dans notre laboratoire, il a été montré que le chauffage inhomogène de la décharge (résultant d'une conductivité thermique finie) et l'effet de peau (lié à la densité électronique et à la fréquence d'excitation)

sont les principaux mécanismes responsables de la contraction et de la filamentation des décharges et, de ce fait, de la limitation du rayon du plasma. La contraction est d'abord due aux effets thermiques et est d'autant plus marquée que la conductivité thermique de la décharge est faible. En outre, il a été observé que l'importance de la filamentation croît lorsque la fréquence d'excitation du champ micro-ondes augmente.

Dans ce travail, nous nous proposons d'approfondir ces phénomènes et d'examiner, en particulier, le rôle de la fréquence d'excitation sur le degré de contraction et sur l'importance de la filamentation. Pour ce faire, nous avons entrepris, d'une part, une étude expérimentale visant à déterminer les profils radiaux de la densité électronique et de la température du gaz par spectroscopie optique d'émission et, d'autre part, une modélisation numérique de nos décharges basée sur un code hydrodynamique du milieu plasma. Cette démarche nous a permis d'améliorer considérablement notre compréhension de ces phénomènes complexes et de préciser le rôle de la fréquence d'excitation sur la contraction et la filamentation.

Le présent mémoire est organisé comme suit : dans la section suivante, nous rappelons les principales propriétés des décharges contractées et effectuons une revue bibliographique de la modélisation de la contraction dans les décharges électriques. Au chapitre 2, nous présentons le dispositif expérimental utilisé ainsi que les méthodes de diagnostic employées pour déterminer les propriétés du plasma. Le chapitre 3 fait état de nos résultats expérimentaux tout en cherchant à en faire ressortir les principales caractéristiques. Au chapitre 4, nous exposons les bases analytiques du modèle développé pour une décharge micro-ondes entretenue à la pression atmosphérique dans le néon et nous comparons les résultats des simulations numériques aux résultats expérimentaux.

1.1 État contracté et état diffus d'une décharge électrique

Les décharges électriques entretenues à pression réduite ($p < 10$ Torr) sont relativement homogènes et remplissent entièrement le volume de l'enceinte qui les contient. On désigne habituellement ces décharges sous le nom de *décharges lumineuses* (nous utiliserons plutôt le terme *décharges diffuses* pour l'opposer à celui de décharges contractées). Dans le cas d'une décharge tubulaire, le volume du plasma, déterminé par sa partie lumineuse, occupe la totalité de la section radiale du tube. Ceci est lié au fait que les particules chargées créées en un point du plasma ne se recombinaient pas nécessairement en cet endroit par suite de la diffusion de ces particules en direction de la paroi ; ceci concerne aussi bien les particules qui se recombinaient ultérieurement en volume (recombinaison dissociative d'ions moléculaires) que celles qui se recombinaient sur les parois (ions atomiques). Dans ce cas, la distribution radiale des électrons est déterminée par la pression et le rayon du tube à décharge [3]. Par opposition au cas diffus, les électrons dans une décharge contractée sont confinés dans la région du filament et les pertes de particules chargées ont lieu principalement par recombinaison en volume.

La figure 1.1 montre, à titre d'exemple, des décharges micro-ondes à onde de surface de forme tubulaire entretenues à la pression atmosphérique dans différents gaz rares et dans l'azote. Nous pouvons observer que le degré de contraction radiale de la décharge dépend du type de gaz : celui-ci diminue lorsque la conductivité thermique du gaz croît [1, 2] : ainsi, les gaz rares de faible conductivité thermique tels le krypton et l'argon sont plus contractés que l'hélium ou l'azote. Par ailleurs, nous pouvons observer que les colonnes de plasma de Kr et d'Ar sont filamenteuses sur une partie de leur longueur.

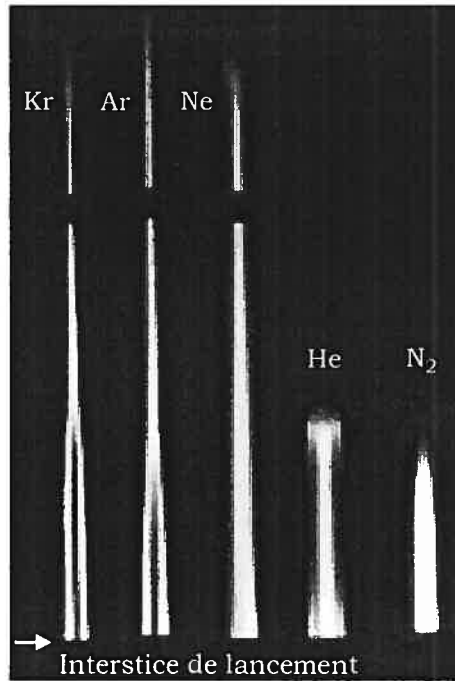


Figure 1.1 : Enregistrements obtenus avec une caméra CCD de la partie supérieure (par rapport à l'applicateur de champ micro-ondes) d'une décharge d'onde de surface orientée verticalement, dans différents gaz, pour un tube de 6 mm de diamètre interne et à la fréquence de 2450 MHz. La bande noire apparaissant vers la fin des trois colonnes les plus longues est due à l'armature de la cage de Faraday entourant le tube à décharge [1].

1.2 Contraction des décharges alimentées en courant continu (CC)

Nous passons maintenant en revue les propriétés des décharges contractées telles que rapportées dans la littérature scientifique. Cependant, les résultats et conclusions présentés portent majoritairement sur les décharges en courant continu puisque la plupart des études expérimentales et des modèles théoriques publiés traitent de la colonne positive de telles décharges [5]-[21].

La figure 1.2 présente l'évolution des paramètres du plasma (mesurés sur l'axe de la décharge) en fonction de l'intensité du courant i ainsi que la caractéristique courant-champ E , lors du passage de l'état diffus à l'état contracté dans une décharge

d'argon en courant continu, pour des valeurs du produit pression-rayon allant de 100 à 700 Torrs cm [21]. Les observations visuelles montrent que l'apparition de la contraction de la décharge est accompagnée d'une transition abrupte des paramètres du plasma : la densité électronique (n_e) et la température du gaz (T_g) augmentent fortement alors que la température électronique (T_e) diminue. On remarque également que l'intensité du champ E d'entretien de la décharge présente une hystérésis à cette transition : l'intensité de E prend des valeurs différentes selon que l'on passe de l'état diffus à l'état contracté ou inversement. Soulignons, toutefois, que cette hystérésis n'a été observée que dans les décharges de gaz rares [8].

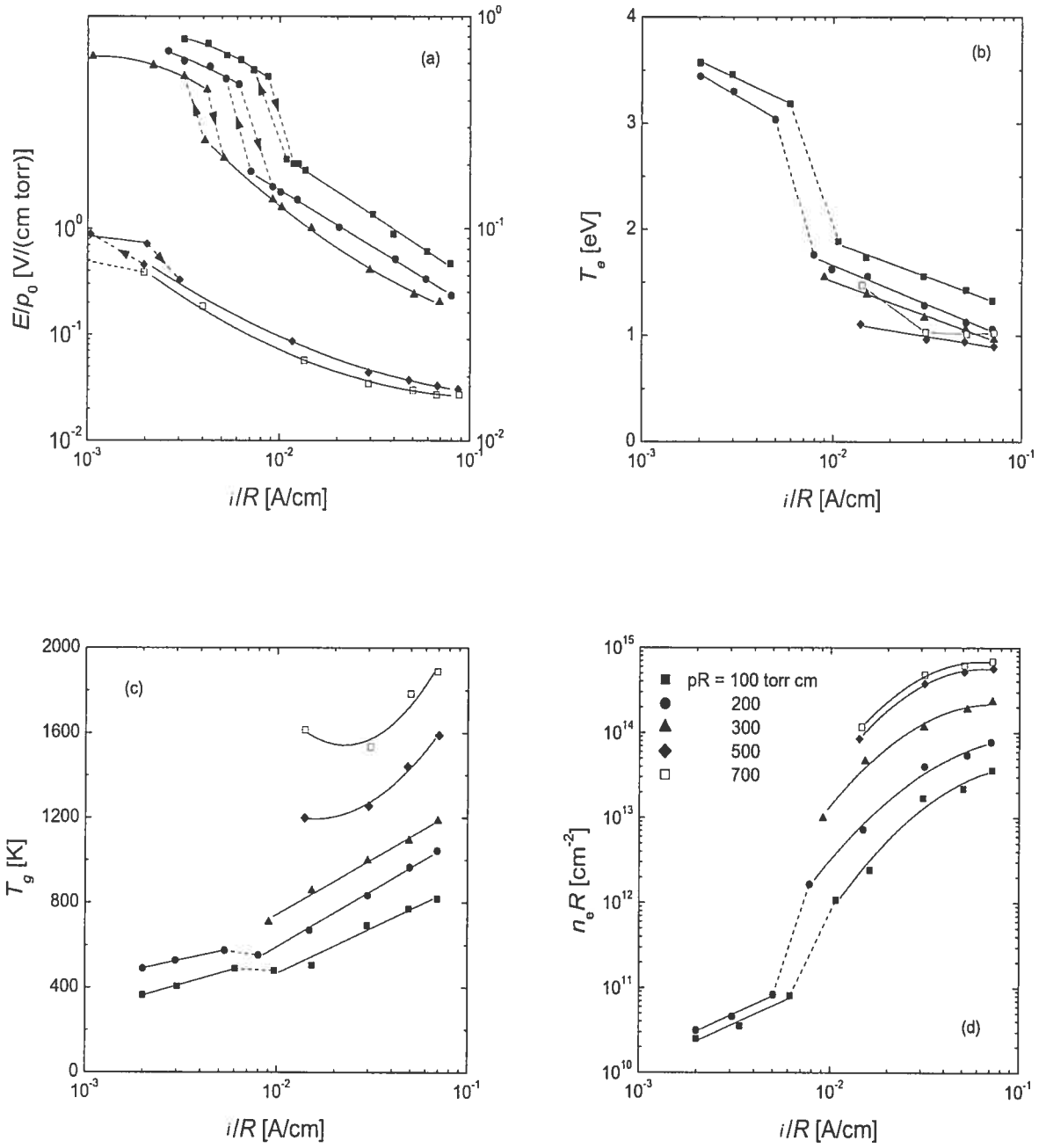


Figure 1.2 : (a) Intensité du champ électrique d'entretien (normalisée à la pression p) (b), température électronique, (c) température du gaz et (d) produit de la densité électronique avec le rayon interne R du tube à décharge en fonction du courant dans la colonne positive d'une décharge en courant continu dans l'argon, pour différentes valeurs du produit pR : 100, 200, 300, 500 et 700 Torr cm. D'après [21].

La figure 1.3 présente les distributions radiales de T_g , T_e et n_e à diverses valeurs de l'intensité du courant i dans une décharge d'argon à une pression de 20 Torr [12]. Cette figure décrit le passage de la décharge d'un état diffus ($i = 5-15 \times 10^{-3}$ A) à un état contracté ($i \geq 3 \times 10^{-2}$ A) lorsque l'intensité du courant augmente. À la pression relativement élevée considérée (20 Torr), l'état diffus n'est présent que lorsque le courant est très faible ($i \leq 5 \times 10^{-3}$ A) : au-delà d'une certaine valeur du courant, dite *critique*, la décharge n'existe que dans un état contracté. Aussi, au passage de l'état diffus à l'état contracté, on observe un fort chauffage du gaz de la décharge et l'apparition d'un gradient radial de T_g (figure 1.3 (a)). La température du gaz croît au fur et à mesure que l'intensité du courant augmente, suggérant une influence des effets thermiques dans l'état contracté [1, 2]. Par ailleurs, dans l'état diffus, à faible courant (faible densité électronique), T_e présente un profil constant sur la section radiale de la colonne (figure 1.3 (b)), en accord avec le fait que l'intensité du champ E est radialement uniforme. En plus, les mécanismes de transport d'énergie des électrons (conductivité thermique des électrons) et des particules chargées (diffusion ambipolaire) sont prépondérants dans l'état diffus. Ils rétablissent l'uniformité de T_e s'il y a des sources de non uniformité (par exemple l'intensité du champ n'est pas uniforme). À l'inverse, dans l'état contracté, la distribution radiale de T_e est inhomogène. Dans le cas présent, ceci est attribuable à la prédominance de la recombinaison en volume. Dans ce cas, les pertes des particules chargées sont locales (les particules chargées sont perdues au même endroit du rayon de la décharge où elles sont créées) et dépend des valeurs *locales* des paramètres du plasma. La contraction se manifeste uniquement lorsque les pertes de particules chargées sont contrôlées par recombinaison en volume [1, 5, 9]-[14]. À faible pression (1 Torr), lorsque les pertes de particules chargées sont dominées par diffusion, l'état contracté ne peut exister qu'à de forte intensité de courant (≥ 1 A), comme on peut le voir en comparant la figure 1.4 avec la figure 1.3 où il commence à 3×10^{-2} A.

Sur la figure 1.3 (a), nous remarquons qu'au dessus de 0.5 A, $n_e(r)$ s'aplatit

de nouveau, indiquant que le rayon de la colonne de plasma croît progressivement à mesure que l'intensité du courant est augmentée. On note également que la température du gaz continue d'augmenter (avec un gradient radial de plus en plus marqué), alors que la température électronique devient presque indépendante du courant.

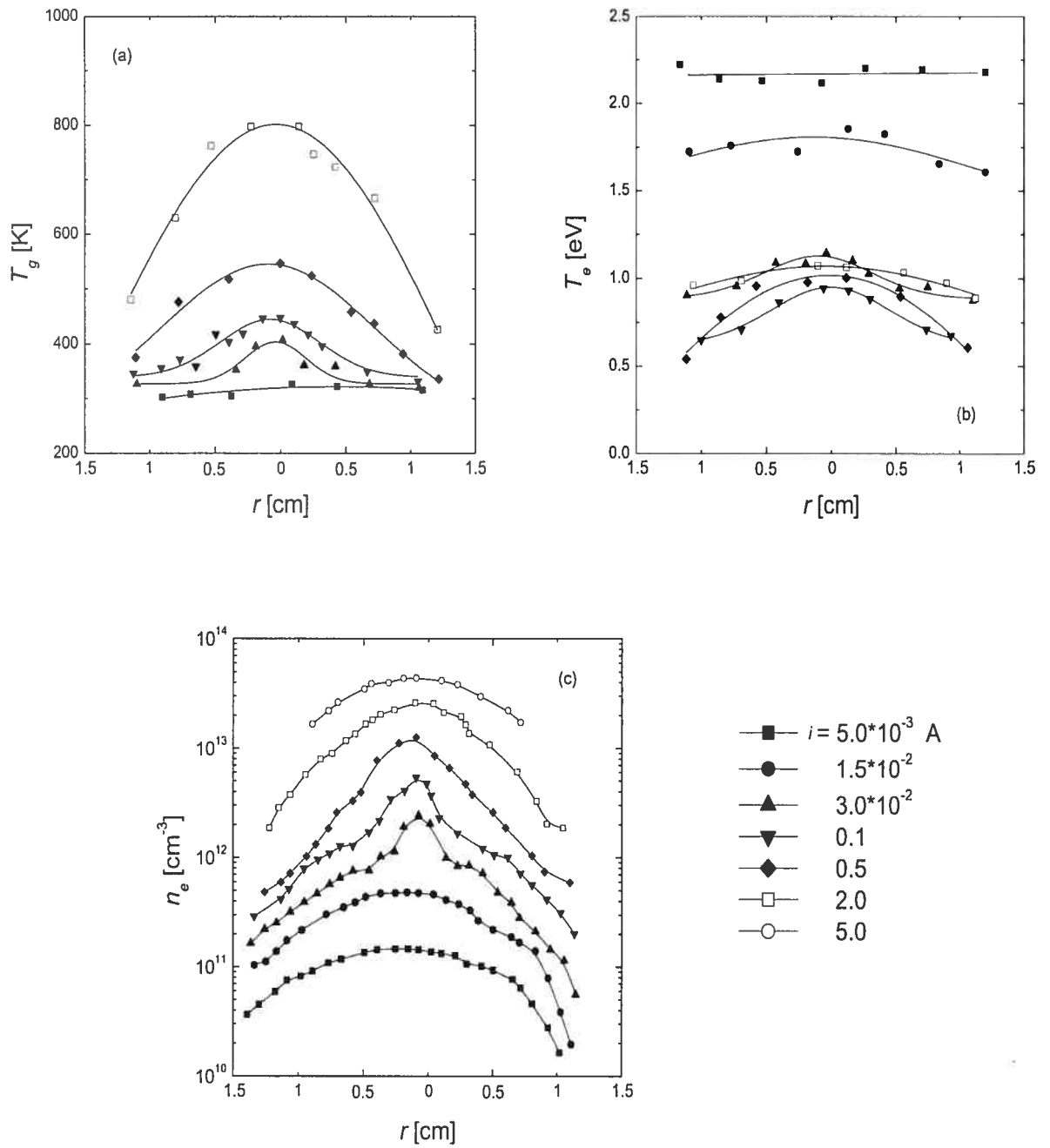


Figure 1.3 : Distribution radiale de la température du gaz T_g (a), de la température électronique T_e (b), et de la densité électronique n_e (c) de la colonne positive d'une décharge en courant continu dans l'argon, pour un diamètre interne du tube à décharge de 2.6 cm, à une pression de 20 Torrs et pour différentes valeurs du courant i . La contraction se manifeste à cette pression dès $3 \cdot 10^{-2}$ A. Données prises de [12].

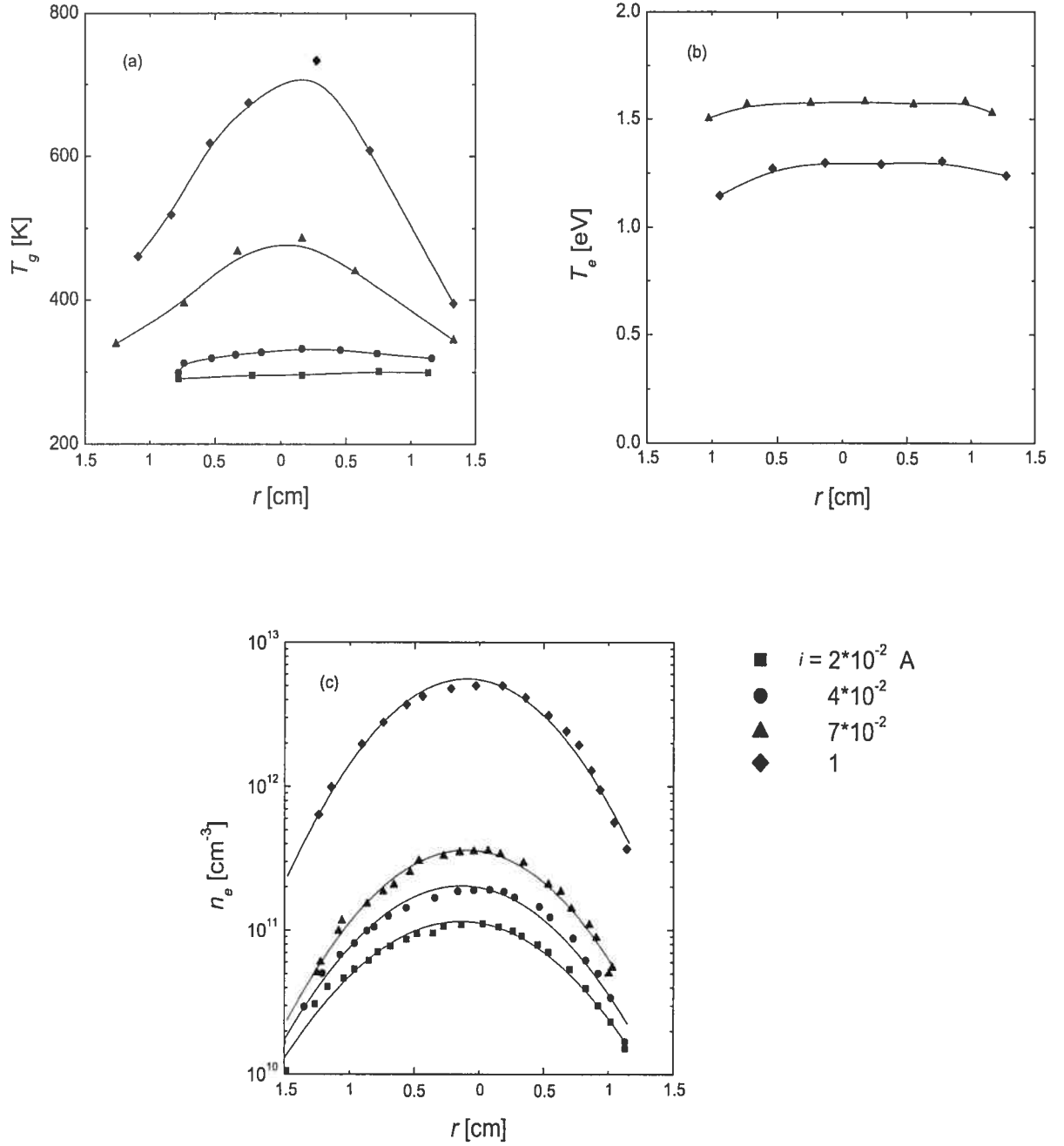


Figure 1.4 : Distribution radiale de la température du gaz T_g (a), de la température électronique T_e (b), et de la densité électronique n_e (c) de la colonne positive d'une décharge en courant continu dans l'argon pour un diamètre interne du tube à décharge de 2.6 cm, à une pression de 1 Torr et pour différentes valeurs de l'intensité du courant I . La contraction à 1 Torr ne se manifeste qu'à partir de 1 A ; elle affecte initialement surtout le profil radial de T_g , très peu celui de n_e . Données prises de [12].

Nous venons de voir que le passage du régime diffus au régime contracté implique une forte augmentation de la densité électronique et de la température du gaz alors que la température des électrons diminue. Cependant, le passage de l'état diffus à l'état contracté n'implique pas nécessairement une transition de la décharge à l'état d'équilibre thermodynamique : comme le montre la figure 1.3.(b), T_e demeure largement supérieure à T_g . Ces décharges contractées sont, en fait, dans un état intermédiaire entre celui fortement hors-équilibre thermodynamique d'une décharge diffuse et l'état d'équilibre thermodynamique d'un arc thermique. Ainsi, les propriétés des décharges contractées ne s'apparentent ni à celles des plasmas froids luminescents, ni à celles des arcs thermiques.

1.3 Mécanismes de contraction

Plusieurs modèles ont été proposés pour rendre compte de la contraction dans les décharges électriques entretenues dans les gaz rares et les gaz moléculaires [5]-[20]. Bien que la contraction puisse être interprétée comme une instabilité d'ionisation et étudiée dans le cadre général des instabilités reliées aux décharges électriques [24, 26], deux principaux mécanismes ressortent pour expliquer l'origine de la contraction. Ces mécanismes sont : i) le chauffage inhomogène du gaz de la décharge [5]-[16] et ii) les collisions électron-électron [17]-[20].

1.3.1 Chauffage inhomogène du gaz [5]-[16]

Nous avons vu à la section précédente que dans une décharge contractée, la température du gaz présente toujours un fort gradient radial. Un tel chauffage inhomogène du gaz peut influencer le bilan local d'ionisation-recombinaison et avoir comme conséquence la contraction radiale de la décharge. Cette contraction radiale est alors due soit à l'influence du gradient de T_g sur le champ réduit E/N , où E est l'intensité du champ électrique d'entretien et N la densité des atomes neutres, soit

à son influence sur la densité des ions moléculaires.

i) variation radiale du rapport E/N [5]-[8] : dans une décharge en courant continu, où l'intensité du champ électrique E est constante sur la section radiale, un gradient de T_g décroissant de l'axe vers la paroi va produire un même gradient radial du champ réduit E/N puisque N va alors croître en allant vers la paroi (si $p = cte$). La valeur de E/N agit de façon importante sur la fonction de distribution en énergie des électrons (FDEE) et, par conséquent, sur le taux d'ionisation. Une baisse, même faible, de E/N de l'axe vers la paroi peut produire une diminution de plusieurs ordres de grandeur du taux d'ionisation [7, 17]. Étant donné que les pertes de particules chargées sont dominées par la recombinaison en volume, ces dernières n'atteignent pas les parois et disparaissent en volume. Ainsi, les électrons ne sont pas distribués uniformément sur la section de la décharge et le profil de densité électronique varie fortement de l'axe vers les parois.

ii) densité des ions moléculaires [9]-[16] : la recombinaison des ions moléculaires, dite recombinaison dissociative, est le mécanisme dominant de pertes des particules chargées à haute pression ($p \geq 1$ Torr dans l'argon) [22, 23]. Son coefficient de réaction est de deux ordres de grandeurs plus élevé que celui de la recombinaison à trois corps [24], également une recombinaison en volume. La recombinaison dissociative entre un électron et un ion moléculaire donne lieu à deux atomes dont l'un est souvent dans un état métastable [24, 25, 26, 31]. Cet atome métastable peut être plus facilement ionisé à son tour par collisions électroniques et produire une nouvelle paire électron-ion. Par conséquent, dans les décharges entretenues à haute pression, les ions moléculaires, par intermédiaire de la recombinaison dissociative, contrôlent aussi bien les processus de pertes (recombinaison) que les processus de création (ionisation) [29].

Dans les décharges de gaz rares, les ions moléculaires sont principalement créés par conversion des ions atomiques et détruits par impacts électroniques et atomiques [30]. La densité des ions moléculaires dépend de la température du gaz et

de la densité électronique, comme le montre la figure 1.5. Cependant, la densité des ions moléculaires varie plus fortement en fonction de T_g que de n_e du fait de la prépondérance de leur dissociation par impacts atomiques. Cette dépendance de la densité des ions moléculaires de T_g va induire une variation non linéaire de n_e sur T_g , comme on peut le voir sur la figure 1.6. Ainsi, un gradient de T_g de l'axe vers la paroi peut entraîner une forte diminution radiale de la densité électronique, d'où l'observation de la contraction radiale.

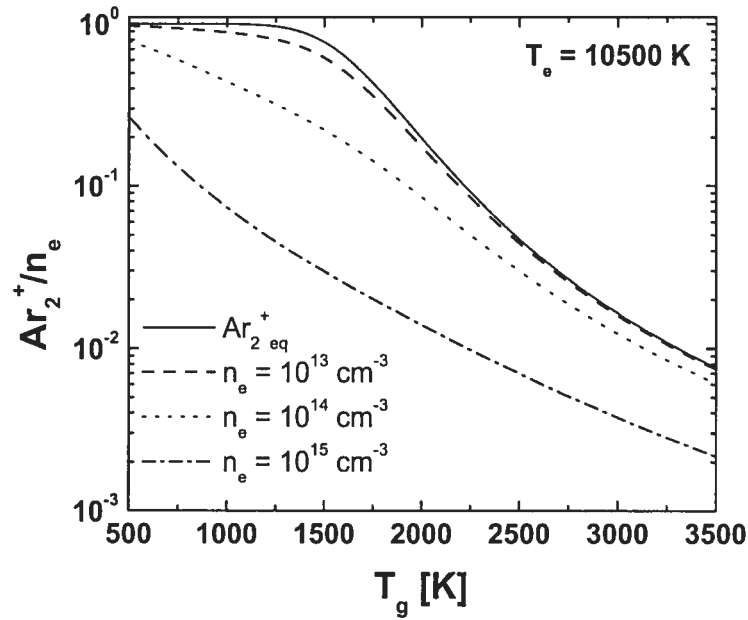


Figure 1.5 : Variation de la concentration relative de Ar_2^+ (normalisée à n_e) en fonction de la température du gaz, calculée pour diverses valeurs de la densité électronique à $T_e = 10500 \text{ K}$ à la pression atmosphérique [30].

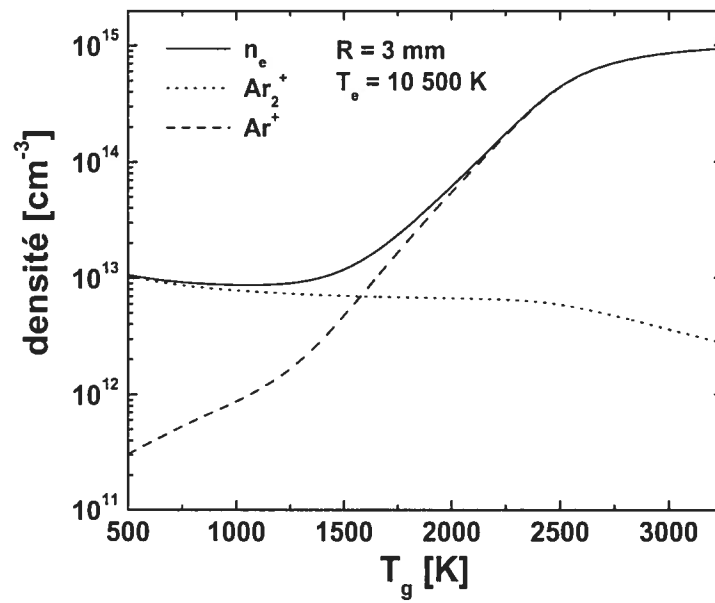


Figure 1.6 : Variation de la densité calculée des trois types de particules chargées en fonction de la température du gaz, pour $T_e = 10500 \text{ K}$ dans l'argon à la pression atmosphérique [29].

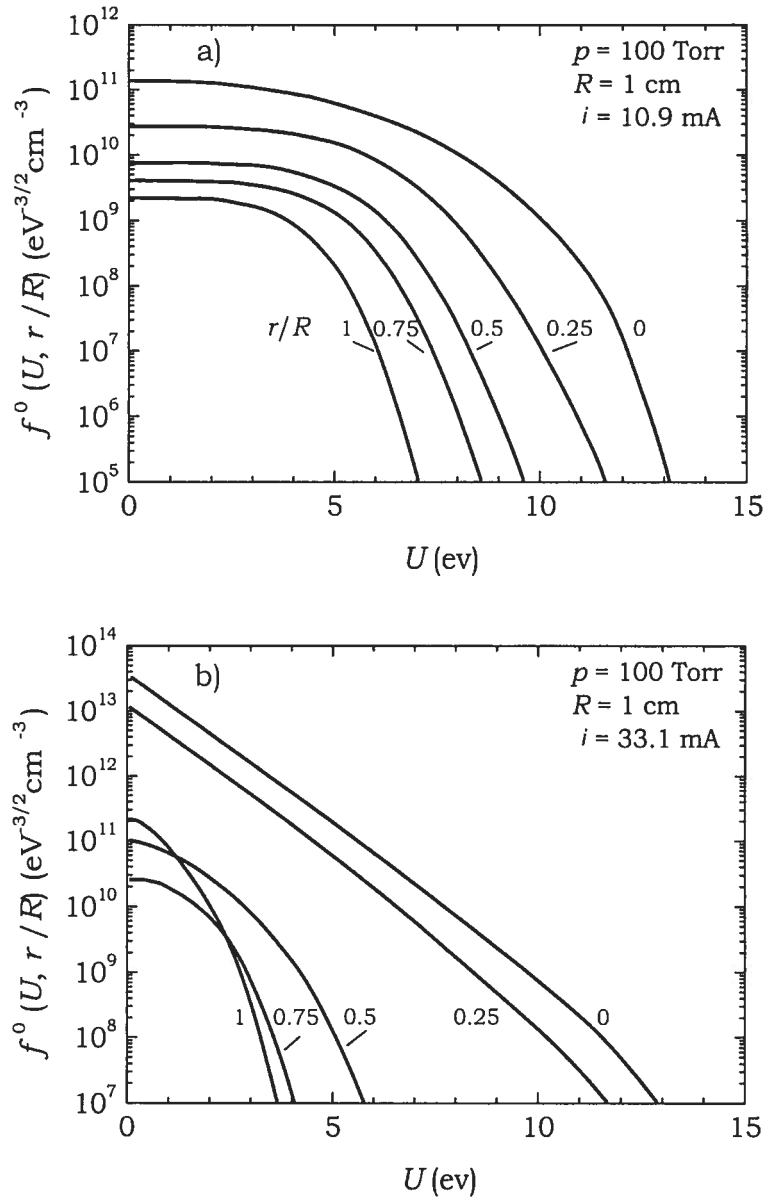


Figure 1.7 : FDEE calculée en fonction de la position radiale normalisée, r/R , dans l'argon pour une pression de 100 Torr, un rayon interne du tube à décharge de 1 cm, et pour deux valeurs du courant électrique : (a) 10.9 mA et (b) 33.1 mA [17].

1.3.2 Collisions électron-électron [17]-[20]

Il est bien connu que la forme de la FDEE influence considérablement les propriétés du plasma, notamment les fréquences de collisions inélastiques (ionisation et excitation). Par ailleurs, les collisions électron-électron modifient la forme de la FDEE en alimentant, le cas échéant, sa queue dépeuplée par les collisions inélastiques [27, 28]. Les deux paramètres importants qui agissent sur la FDEE sont alors : i) le champ réduit E/N et ii) le degré d'ionisation n_e/N , qui fixe le rapport entre les collisions électron-électron et les collisions électron-neutre [27, 28]. Pour des décharges dont le degré d'ionisation est plus faible que 10^{-4} , l'effet des collisions électron-électron à cet égard est négligeable. À l'opposé, si le degré d'ionisation est suffisamment grand (typiquement $> 10^{-4}$), plus la fréquence des collisions électron-électron est élevée, plus la FDEE tend vers une distribution de forme Maxwellienne.

Dans les décharges contractées, la densité électronique, généralement maximum sur l'axe de la décharge, décroît très rapidement vers la paroi du tube. Étant donné que la fréquence des collisions électron-électron croît avec la densité électronique, sur l'axe de la décharge où la densité est la plus élevée, la FDEE peut s'approcher d'une distribution Maxwellienne alors qu'en périphérie, là où la densité électronique diminue de plus d'un ordre de grandeur, la FDEE peut être complètement dépeuplée dans sa partie haute énergie (queue de la distribution), comme on peut l'observer sur la figure 1.7(b). Ainsi, un gradient de densité électronique peut induire une variation radiale importante de la FDEE et, par conséquent, du taux d'ionisation, d'où l'apparition, dans ce cadre théorique, de la contraction radiale.

Dans la plupart des modèles qui décrivent la contraction des décharges électriques dans les gaz rares, on identifie les collisions électron-électron comme le principal mécanisme responsable de la contraction radiale. Considérer l'effet des collisions électron-électron sur la FDEE dans la modélisation permet, en effet, de reproduire le changement abrupt observé dans les paramètres du plasma lors du passage de l'état diffus à l'état contracté. Bien que la prise en compte des collisions électron-

électron semble être responsable du changement soudain dans les paramètres du plasma, il ne faudrait pas en conclure pour autant, comme tous l'affirment, que les collisions électron-électron sont à l'origine de la contraction. Pour montrer qu'il n'en est pas ainsi, il nous faut considérer les résultats de simulations présentés par Petrov et al., dans le cas d'une décharge d'argon en courant continu, entretenue à 100 Torr. L'examen de la figure 1.8 montre que la contraction se manifeste lorsque le courant dans la décharge dépasse 3 mA. À cette valeur de courant, l'effet des collisions électron-électron sur la FDEE est négligeable, comme on le voit très bien sur la figure 1.7(a) : la queue de la FDEE est dépeuplée par rapport à une Maxwellienne. En effet, dans les conditions de décharge où la contraction radiale a lieu, le degré d'ionisation est trop faible (de l'ordre de 10^{-8} - 10^{-6}) pour que les collisions électron-électron soient susceptibles d'influencer la formation de la FDEE. Celles-ci ne se manifestent qu'à des valeurs de courant plus élevées ($i \geq 10$ mA), comme on peut le voir d'après la figure 1.7(b). Donc l'influence de collisions électron-électron sur la FDEE peut être un mécanisme additionnel de la contraction.

En résumé, la contraction radiale dans les décharges est d'origine thermique. Elle est, en effet, due à l'influence du gradient de la température du gaz sur la densité des ions moléculaires (figure 1.5) [30] et, par conséquent, sur la densité des électrons qui en dépend de façon non linéaire (figure 1.6) [29]. Ainsi, une diminution de la température du gaz en fonction du rayon peut induire une décroissance radiale de plusieurs ordres de grandeur de la densité électronique et cela, alors même que la température électronique est constante.

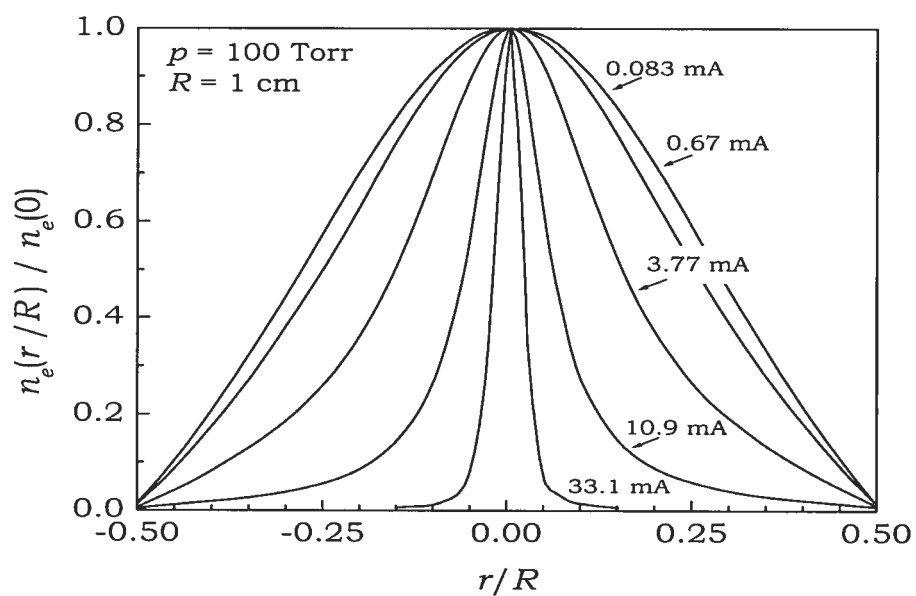


Figure 1.8 : Profil radial de la densité électronique (calculé) à une pression de 100 Torr, pour un rayon interne du tube à décharge de 1 cm et différentes intensités du courant [17].

Bibliographie

- [1] Kabouzi, Y., Calzada, M. D., Moisan, M., Tran, K. C., and Trassy, C., J. Appl. Phys. **91**, 1008 (2002).
- [2] Kabouzi, Y., Thèse de Doctorat, Département de Physique, Université de Montréal (2003).
- [3] Schottky, W., Phys. Zeit. **25** 635-40 (1924).

RAPPORT E/N

- [4] Eletsii, A. V., and Smirnov, B. M., Zh. Tekh. Fiz. **40**, 1682 (1970) [Sov. Phys. Tech. Phys. **15**, 1308 (1971)].
- [5] Rogoff, G.L., Phys. Fluids **15**, 1931 (1972).
- [6] Milsom, P.K., J. Phys. D **29**, 403 (1996).
- [7] Ogle, D. B., and Woolsey, G. A., J. Phys. D **20**, 453 (1987).

ION MOLÉCULAIRE

- [8] Kenty, C., Phys. Rev. **126**, 1235 (1962).
- [9] Massey, J. T., and Cannon, S.M., J. Appl. Phys. **36**, 361 (1965).
- [10] Massey, J. T., J. Appl. Phys. **36**, 373 (1965).

- [11] Baranov, Yu. V., et Ul'yanov, K. N., Zh. Tekh. Fiz. **39**, 249 (1969) [Sov. Phys. Tech. Phys. **14**, 176 1969].
- [12] Baranov, Yu. V., et Ul'yanov, K. N., Zh. Tekh. Fiz. **39**, 259 (1969) [Sov. Phys. Tech. Phys. **14**, 183 1969].
- [13] Ul'yanov, K. N., Zh. Tekh. Fiz. **43**, 570 (1973) [Sov. Phys. Tech. Phys. **18**, 360 (1973)].
- [14] Bychkov, V.L., and Eletsii, A.V., Fiz. Plazmy **4**, 942 (1978).
- [15] Elenbaas, W., *The High Pressure Mercury Vapor Discharge* (North-Holland, Amsterdam, 1951).

COLLISIONS e-e

- [16] Petrov, G.M. and Ferreira, C.M., Phys. Rev. E **59**, 3571 (1999).
- [17] Golubovskii, Yu. B., Lange, H., Maiorov, V. A., Porokhova, I. A., and Sushkov, V. P., J. Phys. D **36**, 694 (2003).
- [18] Golubovskii, Yu. B., Nekuchaev, V. O., and Pelyukova, E. B., Zh. Tekh. Fiz. **66**, 43 (1996) [Tech. Phys. **41**, 254 (1996)].
- [19] Golubovskii, Yu. B., Nekuchaev, V. O., and Pelyukova, E. B., Zh. Tekh. Fiz. **66**, 76 (1996) [Tech. Phys. **41**, 1011 (1996)].
- [20] Golubovskii, Yu. B. and Sonneburg, R., Zh. Tekh. Fiz. **49**, 302 (1979) [Sov. Phys. Tech. Phys. **24** (2), 177 (1979)].

AUTRES SUJETS

- [21] Golubovskii, Yu. B. and Sonneburg, R., Zh. Tekh. Fiz. **49**, 295 (1979) [Sov. Phys. Tech. Phys. **24** 173 (1979)].

- [22] Makasheva, K. and Shivarova, A., *Phys. Plasmas* **8**, 836 (2001).
- [23] Berndt, J., Makasheva, K., Schlüter, H., and Shivarova, A., *Plasma Sources Sci. Technol.* **11**, 208 (2002).
- [24] Raizer, Yu. P., *Gas Discharges Physics* (Springer, Berlin, 1991).
- [25] Boulos, M. I., Fauchais, P. and Pfender, E., *Thermal Plasmas* (Plenum Press, New York, 1994).
- [26] Smirnov, B. M., *Physics of Ionized Gases* (Wiley, Interscience, 2001).
- [27] Kortshagen, U., Schlüter, H., and Maximov, A.V., *Phys. Scr.* **46**, 450 (1992).
- [28] Kortshagen, U., Shivarova, A., Tatarova, E., and Zamfirov, D., *J. Phys. D* **27**, 301 (1994).
- [29] Castaños Martinez, E., Kabouzi, Y., Makasheva, K., and Moisan, M., *Phys. Rev. E* **70** 066405 (2004).
- [30] Jonkers, J., van de Sande, M., Sola, A., Gamero, A., Roderó, A., and van der Mullen, J., *Plasma Sources Sci. Technol.* **12**, 464 (2003).
- [31] Guberman, S.L., and Giusti-Suzor, A., *J. Chem. Phys.* **95**, 2602 (1991).

Chapitre 2

Dispositif expérimental et méthodes de mesure

Au cours du chapitre précédent, nous avons présenté le phénomène de la contraction et les objectifs principaux de notre travail. Avant d'exposer les résultats expérimentaux obtenus et de les comparer aux prédictions théoriques provenant du modèle que nous présenterons au chapitre 4, nous consacrons le présent chapitre aux techniques que nous avons employées pour entretenir les plasmas d'onde de surface et pour mesurer leurs paramètres caractéristiques, tels la densité électronique et la température du gaz. En premier lieu, nous décrirons chacune des méthodes diagnostiques que nous avons utilisées et la technique employée pour déterminer la distribution radiale des paramètres du plasma (inversion d'Abel). Ensuite, nous donnerons une vue d'ensemble du montage expérimental servant à entretenir la décharge aux fréquences de 915 et 2450 MHz, et nous décrirons les applicateurs de champ micro-ondes qui nous ont été nécessaires pour travailler à ces fréquences. Enfin, nous montrerons le schéma du montage utilisé pour réaliser les mesures spectroscopiques.

2.1 Diagnostics spectroscopiques

Diverses techniques de spectroscopie optique d'émission peuvent être employées pour le diagnostic des plasmas. Ainsi, les paramètres du plasma tels que la densité électronique (n_e) et la température du gaz (T_g) peuvent être déterminés à partir de mesures des élargissements et des intensités des raies spectrales [1, 2]. Pour parvenir à des résultats fiables de température électronique (T_e) dans nos conditions expérimentales, il faudrait cependant recourir à des méthodes plus complexes, comme par exemple la diffusion Thomson [3]. La validité d'un diagnostic par spectroscopie optique d'émission dépend généralement de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local (ETL). Dans les plasmas de laboratoire, cette supposition est rarement satisfaite et, donc, une grande attention doit être portée à l'interprétation des résultats. Par exemple, la température d'excitation déterminée à partir de la fonction de distribution des états atomiques dans un plasma d'onde de surface à la pression atmosphérique n'a pas une signification physique claire et peut difficilement être identifiée à la température électronique ou à la température du gaz [5, 6].

2.1.1 Densité électronique

La densité électronique est un paramètre fondamental pour la caractérisation d'un plasma du fait que les électrons sont responsables d'une grande partie des processus collisionnels qui ont lieu dans la décharge. Dans cette section, nous présentons la méthode spectroscopique utilisée pour la mesure de n_e à partir de l'élargissement Stark d'une raie de la série de Balmer. Cette méthode n'a pas besoin de mesures absolues de l'intensité des raies, et présente l'avantage additionnel de ne dépendre que faiblement de l'hypothèse d'ETL. Pour bien comprendre le contexte de la mesure par effet Stark, nous allons passer en revue brièvement les différents mécanismes qui provoquent l'élargissement de nos raies spectrales.

Mécanismes d'élargissement d'une raie

Les raies observées expérimentalement ne sont jamais parfaitement monochromatiques en longueur d'onde (λ) ou en fréquence (ν) et présentent donc une répartition en intensité autour d'une longueur d'onde ou fréquence centrale λ_0 ou ν_0 , correspondant au centre de symétrie de la raie. Ainsi, dans une source de plasma, les raies spectrales peuvent être élargies par les mécanismes suivants : l'élargissement naturel, l'élargissement Doppler et l'élargissement collisionnel. Dans ce dernier cas, nous pouvons distinguer l'élargissement Stark et l'élargissement de Van der Waals. Dans toute expérience, s'ajoute aux phénomènes que nous venons de mentionner un élargissement provoqué par l'appareil dispersif, l'élargissement instrumental.

Décrivons brièvement ces élargissements :

- 1) L'élargissement naturel : Cet élargissement est une conséquence de l'émission spontanée de photons par un atome et il est lié au temps de vie, très court, de l'espèce radiative par le principe d'incertitude d'Heisenberg. Le profil est de forme lorentzienne. Nous pouvons le négliger dans nos conditions expérimentales.
- 2) L'élargissement Doppler : Il est dû à l'émission spontanée d'atomes en mouvement aléatoire. Par hypothèse, le mouvement de ces atomes est caractérisé par une distribution de Maxwell-Boltzmann à la température T et le profil de la raie est donc gaussien. La largeur à mi-hauteur s'obtient à partir de l'expression suivante :

$$\Delta\lambda_{D[nm]} = 7.16 \cdot 10^{-7} \lambda_{[nm]} \sqrt{T_{g[K]}/M} \quad (2.1)$$

où T_g est la température translationnel (ou cinétique) des atomes en kelvins, M est la masse de l'atome en u.m.a. et λ est la longueur d'onde en nm de la transition considérée. Ainsi, on obtient une relation directe entre la largeur Doppler et la température du gaz. L'équation 2.1 montre que l'élargissement Doppler est d'autant plus important que la masse des atomes est faible et que les transitions sont situées dans le rouge et proche infrarouge.

3) L'élargissement dû à la pression ou élargissement de Van der Waals :

L'élargissement de Van der Waals résulte de l'interaction dipolaire entre un atome excité (qui émet la radiation) et le dipôle induit par ce dernier sur un atome neutre dans l'état fondamental et considéré comme le perturbateur [6]. Les forces agissant entre les deux atomes sont de type Van der Waals et modifient la phase et la fréquence du rayonnement émis. Cet élargissement devient important lorsque le degré d'ionisation est faible et que la densité d'atomes neutres est élevée [7]. Le profil d'émission est lorentzien et peut être utilisé pour obtenir la température du gaz [8].

4) L'élargissement dû au champ électrique. Effet Stark : Un champ électrique appliqué sur un atome excité peut lever la dégénérescence d'un état d'énergie pour faire apparaître plusieurs niveaux discrets. La séparation des niveaux discrets s'accroît avec l'intensité E du champ. Dans un plasma, c'est le champ électrique dû aux électrons et aux ions qui va séparer les niveaux de l'atome émetteur. En fonction du type de particules (électrons ou ions), deux théories ont été développées pour décrire le profil expérimental : l'approximation quasi-statique et l'approximation de l'impact. La première est valide lorsque les éléments perturbateurs se déplacent lentement, comme c'est le cas des ions, créant ainsi un champ électrique lentement variable. La perturbation est presque constante pendant tout le processus d'émission provoquant la séparation de la raie en plusieurs composantes. L'approximation de l'impact est valide en présence de perturbateurs rapides, comme c'est le cas des électrons. On suppose que la particule émettrice est non perturbée la majorité du temps, c'est-à-dire que la durée de la perturbation est très courte. Dans ce cas, le champ électrique varie rapidement en donnant une certaine largeur à chacun des niveaux, déjà séparés par les ions. Ces niveaux peuvent finir par se recouvrir et donner un profil global de type lorentzien, comme le montre la figure 2.1 [9].

5) L'élargissement instrumental : Il est lié à l'appareil dispersif utilisé. Normalement, nous pouvons considérer cet élargissement comme gaussien.

Le profil de nos raies expérimentales est donc constitué de la contribution d'une

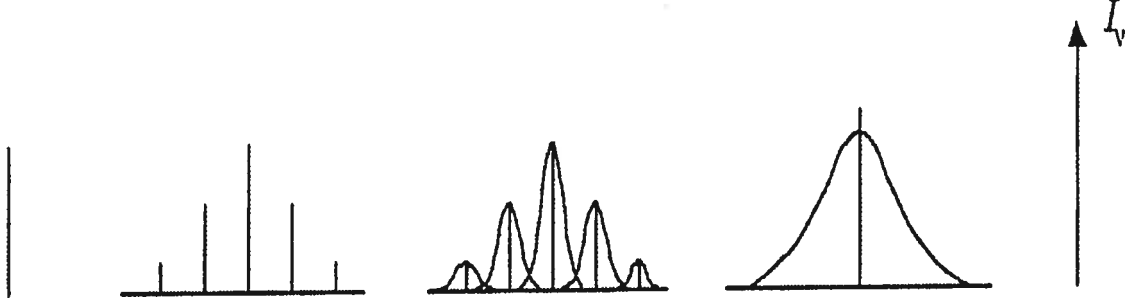


Figure 2.1 : Élargissement électrique suivant l'intensité E du champ électrique agissant sur l'atome. De gauche à droite, respectivement : $E = 0$, $E = \text{const.}$ et $E = \text{variable}$, ions seuls d'abord puis, finalement, ions et électrons. D'après [9].

composante gaussienne et d'une composante lorentzienne. À partir de leur produit de convolution, on obtient le profil total de la raie qui est connu sous le nom de profil de Voigt. Il est possible de réaliser le processus inverse, c'est-à-dire de séparer la contribution gaussienne et lorentzienne d'un profil de Voigt. Pour réaliser cette déconvolution, nous utilisons une méthode numérique basée sur un algorithme de minimisation par moindres carrés.

Calcul de la densité électronique à partir de l'élargissement Stark

L'élargissement collisionnel des raies de la série de Balmer (H_α , H_β , H_γ , H_δ , ...) est dominé par l'effet Stark linéaire. Kepple et Griem [10]-[12] ont calculé la relation entre la densité électronique et l'élargissement Stark à mi-hauteur pour ces raies dans un domaine de température électronique $5000 \text{ K} \leq T_e \leq 40000 \text{ K}$ et de densité électronique $10^{13} \text{ cm}^{-3} \leq n_e \leq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Ainsi, l'expression donnant la largeur à mi-hauteur en fonction de la densité électronique est la suivante :

$$\Delta\lambda_S = 2.5 \cdot 10^{-9} \alpha_{1/2}(H_x) n_e^{2/3} \quad (2.2)$$

où n_e représente la densité électronique exprimée en cm^{-3} et $\alpha_{1/2}(H_x)$ est la largeur réduite du profil Stark pour une raie Balmer donnée. Cette équation ne tient pas

compte de l'influence de la dynamique ionique sur le profil spectral des raies de la série de Balmer. Celle-ci n'a pas beaucoup d'influence sur le profil de la raie H_β (raie que nous utiliserons pour sonder n_e) lorsque la densité électronique est plus grande ou égale à 10^{14} cm^{-3} [13], ce qui est le cas de notre plasma où celle-ci est d'environ 10^{14} cm^{-3} .

2.1.2 Température de rotation

Dans cette section, nous allons exposer la méthode utilisée pour obtenir la température du gaz de notre décharge. Dans un premier temps, nous rappellerons le concept de température et d'équilibre thermodynamique, puis nous expliquerons pourquoi nous avons utilisé le radical OH à la place de N_2 ou N_2^+ et nous indiquerons les conditions nécessaires pour pouvoir assimiler la température de rotation de ces molécules à la température des particules lourdes du gaz plasmagène (température du gaz). Pour terminer, nous montrerons un exemple d'un diagramme de Boltzmann à partir duquel nous calculons la température de rotation du radical OH .

Rappel des notions de température et du concept d'équilibre thermodynamique

En thermodynamique des gaz, la température est un concept purement statistique lié à la notion d'énergie cinétique moyenne d'un type donné de particules. Dans un gaz ionisé ou un plasma, c'est par les collisions entre particules (atomes, électrons, ions et molécules) que se réalise la répartition de l'énergie. Si le nombre de collisions entre les différentes particules est suffisamment grand, on aboutit à une équipartition de l'énergie et l'état d'équilibre statistique est dit d'équilibre thermodynamique. Nous pouvons distinguer différents degrés d'équilibre thermodynamique : équilibre thermodynamique complet (ETC), équilibre thermodynamique local (ETL) et équilibre thermodynamique local partiel ($ETLp$). Un plasma est dans un état d' ETC lorsque le principe de micro-réversibilité est vérifié pour tous

les processus élémentaires [14, 15]. Dans ce cas, les quatre lois suivantes sont satisfaites : (1) la distribution de l'énergie cinétique de toutes les particules obéit à la loi de Maxwell-Boltzmann, (2) la distribution en densité des états excités obéit à la loi de Boltzmann, (3) la distribution en densité des états neutres et ionisés obéit à la loi de Saha et (4) la distribution en énergie des photons obéit à la loi de Planck.

Dans la plupart des cas, les plasmas sont des milieux optiquement minces et le rayonnement s'en échappe sans être réabsorbé. La loi de Planck n'est donc plus vérifiée. Toutefois, les lois de Maxwell-Boltzmann, de Boltzmann et de Saha peuvent être encore satisfaites. L'état d'équilibre dans lequel seule la loi de Planck n'est pas vérifiée est nommé *ETL*. Dans cet état d'équilibre, de faibles gradients de densité de particules et de température peuvent exister, ce qui fait que les paramètres du plasma doivent être spécifiés localement.

Si les niveaux inférieurs de l'atome ne sont pas en équilibre de Boltzmann et les niveaux de haute énergie suivent toujours les lois de l'*ETL*, nous dirons que notre système est en *ETL* partiel (*ETLp*). Pour décrire ce système, il faudra faire intervenir plusieurs températures, à la différence de l'*ETL*.

Espèces thermométriques OH , N_2 et N_2^+

La transition électronique d'une molécule d'un niveau électronique à un autre est généralement accompagnée par des changements des niveaux vibrationnels et rotationnels de celle-ci. À partir des spectres de rotation-vibration, nous pouvons déterminer la température rotationnelle de la molécule qui, à pressions suffisamment élevées, s'approche de la température du gaz. Ceci est dû au fait que, à haute pression, il existe un fort couplage entre les degrés de liberté de translation et de rotation de la molécule thermométrique et un grand nombre d'interactions collisionnelles entre celle-ci et les particules neutres du gaz dont on cherche la température, ce qui assure un échange rapide et efficace entre l'énergie cinétique des atomes et l'énergie de la molécule thermométrique. À basse pression, les collisions entre particules lourdes

sont beaucoup moins fréquentes qu'à haute pression (> 200 torrs) et, par conséquent, un diagnostic de la température du gaz à l'aide des spectres de rotation-vibration dans de telles conditions ne serait pas significatif.

Les espèces thermométriques les plus souvent utilisées sont l'azote moléculaire, neutre (N_2) ou ionisé (N_2^+), et le radical OH [16]-[20]. Si ces espèces ne sont pas déjà présentes dans la décharge, on fait généralement en sorte que celles-ci ne s'y trouvent ajoutées qu'à l'état de traces pour éviter de trop en perturber les propriétés. Dans notre étude des décharges radialement contractées, nous avons recours à la molécule OH pour les raisons suivantes :

1) À l'inverse du spectre de N_2 , plus complexe et difficile à résoudre spectralement, celui de OH est plus simple et dépourvu de recouvrement entre les différentes branches (P , R et Q) des bandes moléculaires.

2) L'émission relativement intense des raies de la branche Q_1 de OH améliore la précision des résultats de l'inversion d'Abel menant aux profils radiaux de la température du gaz.

3) L'ajout, en faible quantité, d'eau sous forme de vapeur dans la décharge semble peu la perturber, ce qui n'est pas le cas lorsque l'on introduit de l'azote sous forme de gaz, comme le montre la formation d'une post-décharge rosâtre. De plus, cet ajout de vapeur d'eau permet, par la même occasion, d'accéder à la densité électronique par la méthode de l'élargissement Stark de la raie Balmer de l'hydrogène, puisque la vapeur d'eau se dissocie dans la décharge en radical OH et en atomes d'hydrogène.

Diagramme de Boltzmann des spectres rotationnels

L'excitation d'espèces moléculaires engendre des spectres de rotation-vibration dont l'intensité des raies, pour une bande moléculaire donnée, peut être reliée à T_{rot} par l'équation :

$$I_{JJ'} = N_J^v A_{JJ'}^{vv'} h \nu_{JJ'} = C S_{JJ'} \nu_{JJ'}^4 \exp\left(\frac{-\epsilon_J^v}{k_B T_{rot}}\right) \quad (2.3)$$

où N_J^v est la densité du niveau émetteur, $A_{JJ'}^{vv'}$ est la probabilité de transition spontanée dipolaire électrique de l'état (J, v) à l'état (J', v') , où J, J' dénotent respectivement les niveaux rotationnels supérieur et inférieur et v, v' les niveaux vibrationnels supérieur et inférieur ; $\nu_{JJ'}$ est la fréquence du photon de la transition, C est un facteur qui contient notamment la fonction de partition rotationnelle et $S_{JJ'}$ est la probabilité de transition purement rotationnelle. On suppose de facto dans l'équation 2.3 que les états rotationnels sont distribués selon la loi de Boltzmann (c'est le cas quand il y a *ETC* ou *ETL*), soit :

$$N_J^v = (2J + 1) \frac{N_0}{Q_r(T_{rot})} \exp\left(\frac{-\varepsilon_J^v}{k_B T_{rot}}\right) \quad (2.4)$$

avec

$$\varepsilon_J^v = B_v h c J(J + 1) \quad (2.5)$$

où ε_J^v est l'énergie du niveau rotationnel, B_v est la constante de rotation appartenant au nombre quantique vibrationnel v , N_0 est la densité de population de l'état fondamental et $Q_r(T)$ est la fonction de partition rotationnelle. En récrivant l'équation 2.3 sous sa forme logarithmique, on obtient une expression plus simple à utiliser :

$$\ln\left(\frac{I_{JJ'}}{S_{JJ'} \nu_{JJ'}}\right) = \frac{-1}{k_B T_{rot}} \varepsilon_J^v + Cte \quad (2.6)$$

En effet, lorsque le graphe du membre de gauche de cette relation en fonction de ε_J^v donne lieu à une droite, on dit qu'il s'agit d'un diagramme de Boltzmann et la pente de cette droite vaut $-1/k_B T_{rot}$, d'où l'on extrait la valeur de T_{rot} .

Dans notre étude, nous avons utilisé comme espèce thermométrique moléculaire la branche Q_1 de la transition $A^2 \Sigma^+$ du radical OH , soit $v = 0 \rightarrow X^2 \Pi$, $v' = 0$ entre 306 et 311 nm. Les valeurs des fréquences de transition entre niveaux ainsi que les probabilités de transition correspondantes sont tabulées dans un article de Dieke et Crosswhite [21].

La figure 2.2 présente le diagramme de Boltzmann du radical OH correspondant au spectre de la figure 2.3. Nous observons que les points expérimentaux s'alignent suivant une droite, montrant que les différents niveaux rotationnels sont en équilibre de Boltzmann.

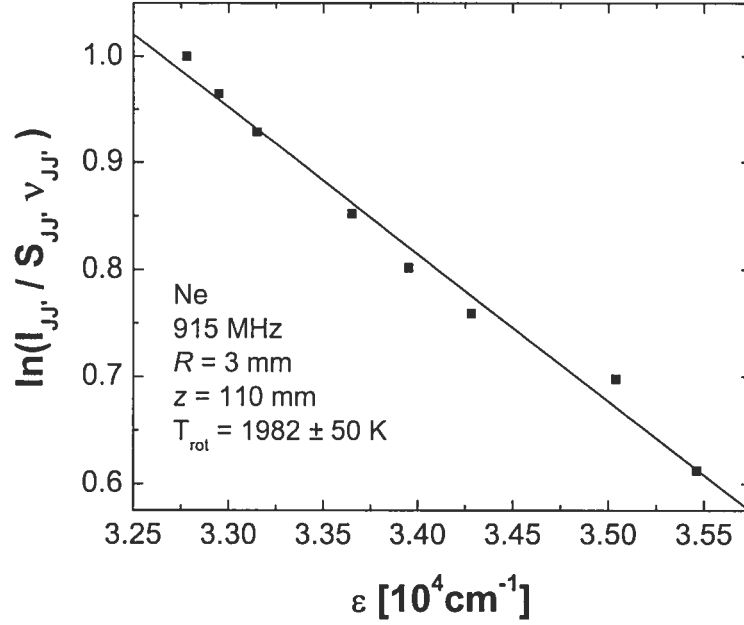


Figure 2.2 : Diagramme de Boltzmann des états rotationnels du radical OH obtenu dans un plasma d'onde de surface de néon à la pression atmosphérique, pour un tube de 6 mm de diamètre à une fréquence de 915 MHz.

Soulignons que la valeur de la température de rotation présentée sur la figure 2.2 correspond à une mesure intégrée sur une corde de la section radiale de la décharge et non à des mesures résolues spatialement.

2.2 Mesures résolues radialement : inversion d'Abel

En général, lorsque l'on utilise la spectroscopie optique d'émission comme diagnostic, l'intensité lumineuse émise par le plasma est recueillie, par une caméra

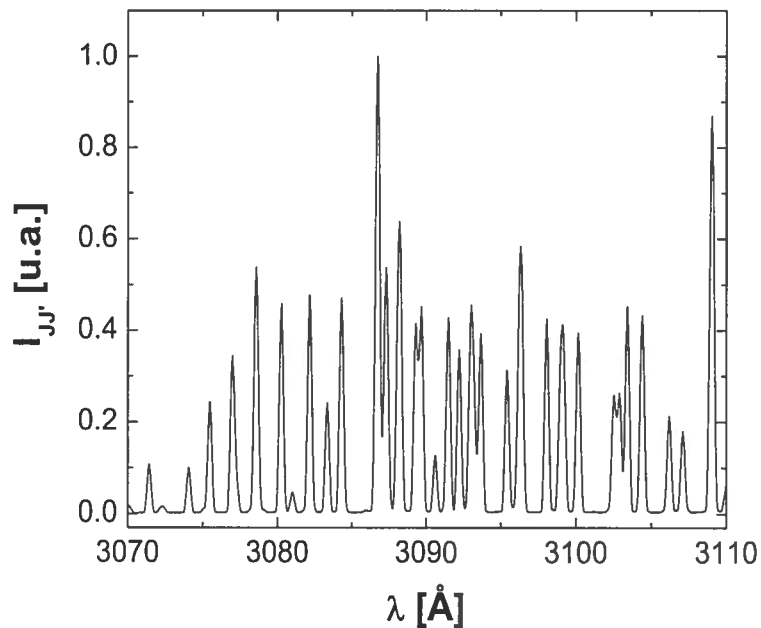


Figure 2.3 : Spectre rotationnel du radical OH correspondant aux conditions expérimentales de la figure 2.2.

numérique ou un photomultiplicateur, sur une partie de son domaine spectral ; la source lumineuse que constitue le plasma n'est pas ponctuelle et l'intensité reçue par la caméra numérique (ou tout autre dispositif d'enregistrement du flux de lumière) est la somme des intensités émises par cette source en tout point de cette source, situé le long de la ligne de visée choisie. Dans nos décharges tubulaires, nous nous intéressons davantage au profil radial qu'au profil latéral qui est obtenu par des mesures intégrées de l'intensité sur des cordes (figure 2.4). Dans ces conditions se pose alors la question de savoir comment résoudre spatialement l'intensité d'émission de la décharge. Pour déterminer la structure à deux dimensions d'une décharge à partir des profils d'intensité intégrés, on doit procéder à une déconvolution spatiale. Cette méthode est connue sous le nom de reconstruction tomographique et constitue notamment la technique qui est à la base de l'imagerie médicale. Lorsque la source est de géométrie cylindrique et présente une symétrie azimutale, comme c'est le cas dans nos expériences, il s'agit alors d'une inversion à une dimension (rayon).

La reconstruction tomographique suivant une section du tube est plus simple et correspond mathématiquement à une inversion de l'intégrale d'Abel. Nous allons maintenant décrire succinctement la méthode de traitement numérique qui permet d'accéder aux profils radiaux d'intensité à partir de la mesure des profils latéraux (figure 2.4) [22].

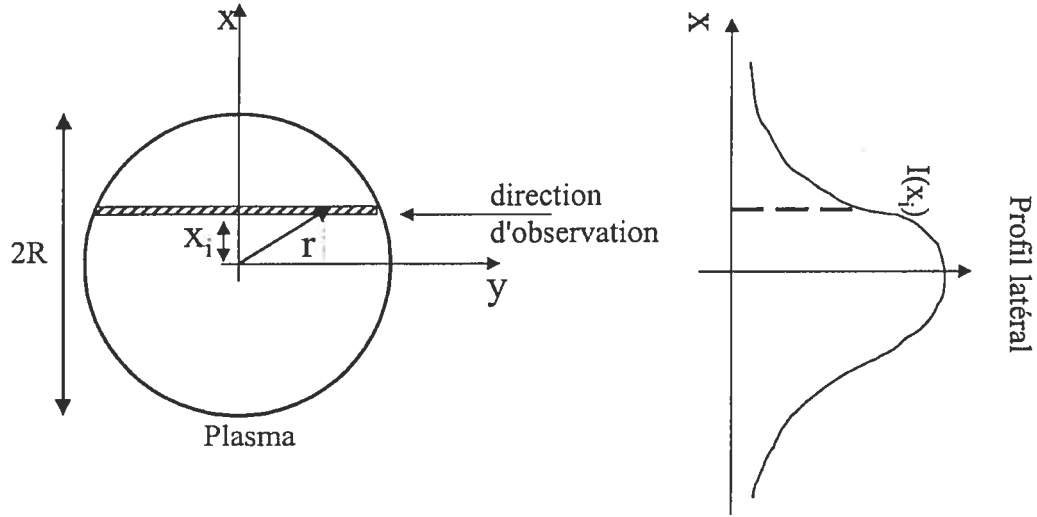


Figure 2.4 : Schéma représentant la prise de mesure du profil latéral d'intensité $I_\lambda(x)$ (suivant une corde) utilisé pour la reconstruction, par inversion d'Abel, du profil radial d'intensité lumineuse. D'après [22].

Dans le cas d'une source lumineuse de géométrie cylindrique à symétrie azimutale, l'intensité radiale $I_\lambda(r)$ et l'intensité latérale $\hat{I}_\lambda(x)$ sont reliées par l'expression :

$$\hat{I}_\lambda(x) = 2 \int_x^R \frac{I_\lambda(r) r dr}{\sqrt{r^2 + x^2}}, \quad (2.7)$$

qui est l'intégrale d'Abel [23] où R représente le rayon interne du tube à décharge. L'inversion de cette intégrale donne [23] :

$$I_\lambda(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{d\hat{I}_\lambda(x)}{dx} \frac{dx}{\sqrt{x^2 - r^2}}. \quad (2.8)$$

L'équation 2.8 permet d'accéder au profil radial d'intensité de la décharge à partir de la fonction $\hat{I}_\lambda(x)$. Étant donné que $\hat{I}_\lambda(x)$ est généralement sous forme de données

expérimentales, une des difficultés à mener correctement cette inversion vient de ce que le terme $\frac{d\hat{I}_\lambda}{dx}$ dans l'équation 2.8 implique une différenciation numérique. Cette procédure est, en effet, une source très importante de "bruit". La précision de l'inversion est étroitement liée au nombre de points constituant le profil latéral (avant inversion) et aux fluctuations de leur mesure. Il est donc nécessaire d'accorder le plus grand soin à la qualité de la mesure des profils latéraux afin d'accroître le rapport signal sur bruit et ainsi d'améliorer la précision de l'inversion. La procédure numérique qui nous permet d'obtenir le profil radial d'intensité est basée sur l'équation 2.8 et utilise un algorithme décrit par Nestor et Olsen [24]. Cet algorithme présente l'avantage d'être simple à programmer et permet d'obtenir le profil radial avec une bonne précision lorsque le nombre de points utilisés pour l'inversion d'Abel est suffisamment grand (typiquement 30-50 points). L'intégrale 2.8 est alors accomplie en subdivisant à la fois l'axe des x et l'axe des r en intervalles équidistants d'incrément Δ , soient : $x = n\Delta$, $r = k\Delta$ et $R = N\Delta$. En faisant l'hypothèse de la linéarité de $\hat{I}_\lambda(x)$ à l'intérieur de chaque intervalle, on obtient, sous forme discrète, l'expression suivante :

$$I(r_k) \equiv I_k = -\frac{2}{\pi} \sum_{n=k}^N B_{k,n} \hat{I}_n \quad (2.9)$$

où \hat{I}_n est l'intensité latérale au point $x = n\Delta$ et I_k est l'intensité radiale au point $r = k\Delta$, où :

$$B_{k,n} = -A_{k,k} \quad \text{pour } n = k \quad (2.10)$$

et

$$B_{k,n} = A_{k,n-1} - A_{k,n} \quad \text{pour } n \geq k + 1$$

avec

$$A_{k,n} = \frac{\sqrt{(n+1)^2 - k^2} - \sqrt{n^2 - k^2}}{2n+1} . \quad (2.11)$$

Dans le cas où le nombre de points expérimentaux est limité, on procède à une in-

terpolation, par une spline cubique, des données expérimentales afin de lisser celles-ci et ainsi d'augmenter le nombre de points pris en compte dans le calcul. La distribution radiale de la température du gaz est reconstruite en utilisant des diagrammes de Boltzmann obtenus à partir des intensités intégrées de chacune des branches rotationnelles après avoir procédé à leur inversion d'Abel. De la même façon, nous obtenons la distribution radiale de la densité électronique à partir de l'élargissement Stark de la raie H_{β} .

2.3 Dispositif expérimental de création du plasma

Les figures 2.5 et 2.6 montrent un circuit classique permettant d'entretenir des décharges par propagation d'ondes de surface électromagnétiques dans le mode à symétrie azimutale, respectivement et aux fréquences de 915 et 2450 MHz. En général, le système se compose d'un générateur (fréquences radio ou micro-ondes), d'un applicateur de champ, d'un circulateur pour rediriger la puissance réfléchie vers une charge adaptée plutôt que vers le générateur, et d'une ligne bidirectionnelle associée à un bolomètre pour la mesure des puissances incidente (P_I) et réfléchie (P_R). La puissance est amenée à l'applicateur de champ par un câble coaxial ou par un guide d'onde, selon que la puissance à transporter est faible ou élevée. Les tubes à décharge utilisés, en silice fondue, ont pour rayon interne 3 ou 6 mm. Le flux de gaz, $500 \text{ cm}^3 \text{ standard/min}$ dans toutes les expériences, est contrôlé par des débitmètres massiques. À cause de la forte densité de puissance absorbée par unité de longueur dans la décharge, le refroidissement du tube est nécessaire pour en assurer l'intégrité. Ainsi le tube à décharge est entouré, de façon coaxiale, d'un autre tube de plus grand diamètre, également en silice fondue. Entre ces deux tubes circule un liquide diélectrique (polymère de type oléfine) destiné à refroidir la paroi externe du tube à décharge. Les deux tubes sont entourés extérieurement et coaxialement d'un cylindre conducteur qui améliore l'efficacité de la source de plasma d'onde de surface

(pas de mode électromagnétique autre que celui de l'onde de surface) ; cet enclos conducteur sert aussi de cage de Faraday pour protéger l'opérateur et l'instrumentation du rayonnement micro-ondes. À 915 MHz (figure 2.5), les différentes composantes de notre circuit sont reliées entre elles par des câbles coaxiaux car ceux-ci peuvent supporter sans difficulté la puissance maximum de 500 W employée. L'applicateur de champ utilisé est un surfatron.

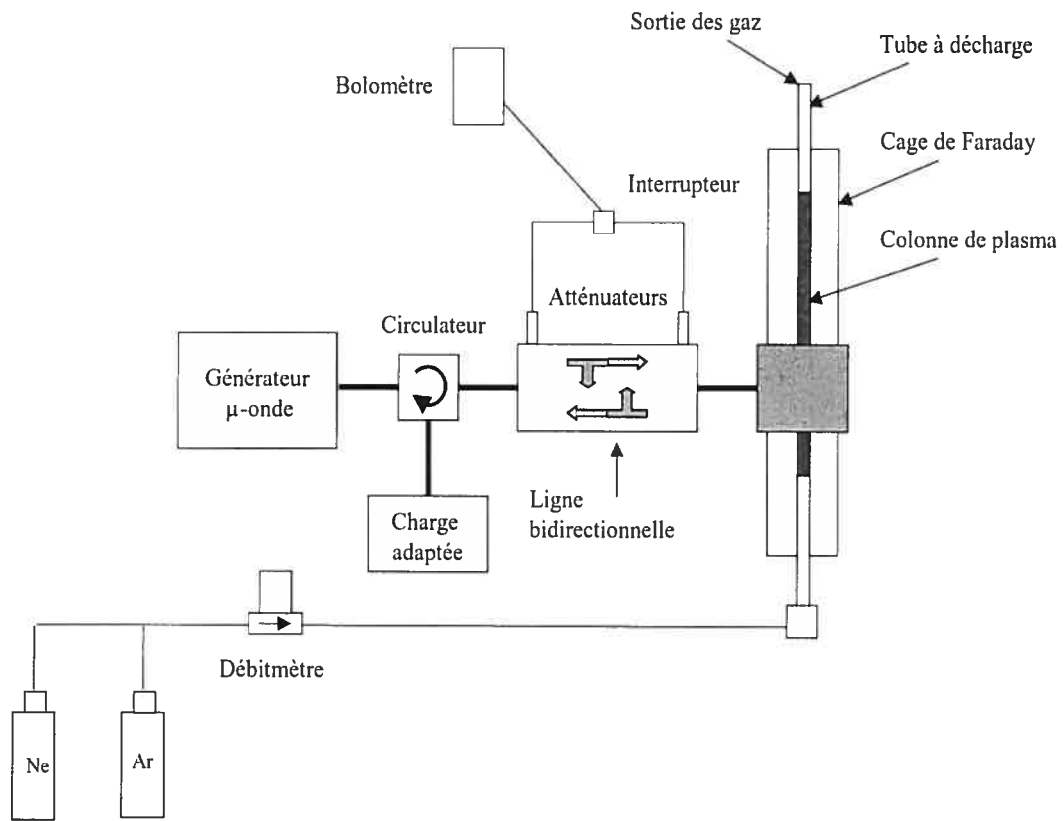


Figure 2.5 : Schéma du dispositif expérimental servant à produire la décharge à 915 MHz et à en ajuster les conditions opératoires.

À 2450 MHz (figure 2.6), nous avons travaillé à une puissance de 1.5 kW, et l'utilisation d'un guide d'onde était donc nécessaire pour amener la puissance vers l'applicateur. L'applicateur employé est un surfaguide doté d'un interstice de lancement de 24 mm accompagné d'un piston court-circuit pour l'adaptation d'impédance.

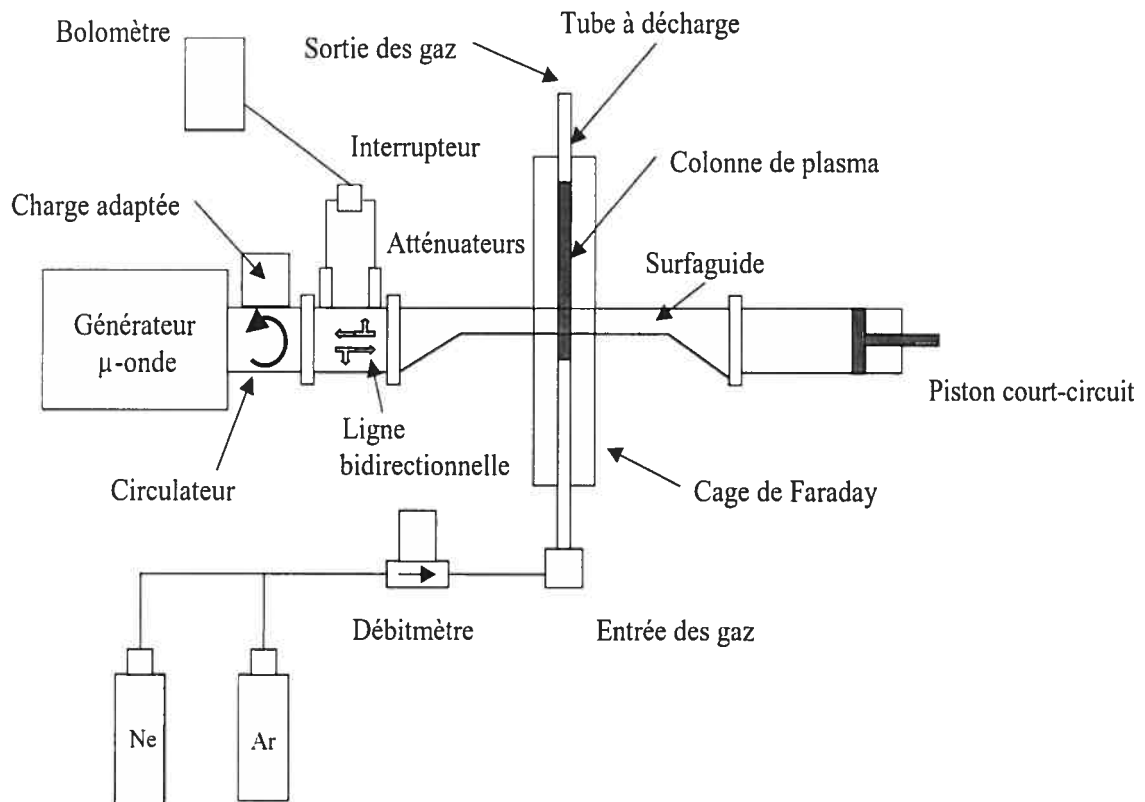


Figure 2.6 : Schéma du dispositif expérimental servant à produire la décharge à 2450 MHz et à en ajuster les conditions opératoires.

2.3.1 Appicateurs

Une des caractéristiques des plasmas d'onde de surface (*POS*) est que leurs propriétés sont indépendantes de la structure d'excitation employée pour coupler l'énergie micro-ondes à la décharge. Ainsi, nous avons utilisé comme excitateur le surfatron ou le surfaguide, selon leur conformité à nos conditions expérimentales. Parmi les avantages que présentent les excitateurs d'onde de surface, soulignons les deux suivants : ils permettent, d'une part, d'entretenir des plasmas ayant des dimensions qui dépassent celles de l'applicateur de champ micro-ondes, et d'autre part, de générer des plasmas dans une gamme étendue de fréquence allant de quelques MHz à, au moins, 40 GHz. Ce dernier avantage permet d'effectuer une étude expérimentale exhaustive des propriétés du plasma en fonction de la fréquence du champ excitateur, ce qui est un des objectifs de ce travail.

Surfatron

Comme l'indique la figure 2.7, le surfatron [25, 26] est constitué de deux cylindres conducteurs concentriques de diamètres différents, formant ainsi une ligne de transmission coaxiale dont le diélectrique est de l'air. Ce dispositif est terminé à l'une de ses extrémités, que nous allons appeler l'arrière, par un piston mobile ou fixe qui met fin à la ligne coaxial par un court-circuit. À l'autre extrémité, l'avant, le cylindre externe est fermé par une mince plaque métallique qui forme avec le cylindre interne un léger interstice dit de lancement (*gap*) de forme circulaire, permettant au champ haute fréquence (HF) de s'échapper et d'exciter l'onde de surface. La puissance HF du générateur est transmise au surfatron par l'intermédiaire d'un câble coaxial souple alimentant un coupleur capacitif disposé à l'intérieur du surfatron, transversalement à son axe et mobile radialement. Ce coupleur capacitif est formé d'un câble coaxial semi-rigide dont le conducteur central est terminé, à une extrémité, par une petite plaque de cuivre, de même courbure que celle du tube métallique sur lequel elle peut s'appuyer. L'adaptation d'impédance entre le générateur HF et le circuit

formé par l'ensemble plasma-excitateur est réalisée en ajustant la position radiale de cette plaque et la position axiale du court-circuit si ce dernier est formé par un piston mobile.

La longueur de la ligne coaxiale constituant la structure du surfatron doit être voisine du quart de la longueur d'onde λ_0 dans le vide à la fréquence d'utilisation. Par exemple, à une fréquence de 200 MHz, la dimension axiale du surfatron doit être de 40 cm, ce qui représente un encombrement important ; l'utilisation du surfatron s'avère donc peu adaptée à l'étude des plasmas entretenus par une onde de surface de basse fréquence. Par ailleurs, pour des fréquences supérieures à 2.45 GHz, l'adaptation d'impédance du surfatron n'est plus parfaite et les pertes dans le câble coaxial et dans le coupleur capacitif sont très importantes, et l'utilisation de ce dispositif, dans ces conditions, s'avère donc moins intéressante.

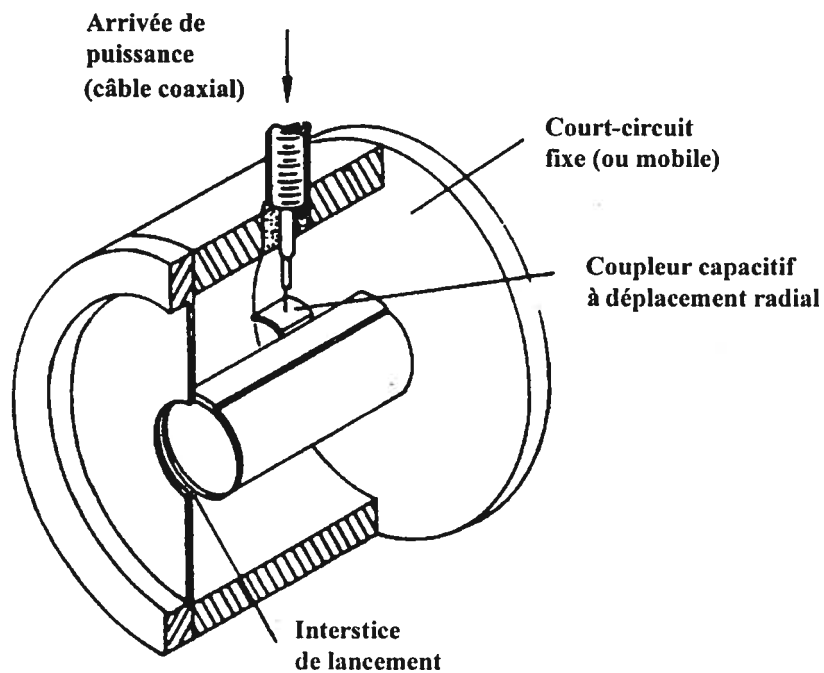


Figure 2.7 : Schéma du lanceur d'ondes de surface appelé surfatron (d'après [25])

Surfaguide

Le surfaguide [25, 27] peut être utilisé dans une gamme de fréquences allant de 915 MHz à 40 GHz et à des puissances beaucoup plus élevées que pour le surfatron. Pour des fréquences inférieures à 915 MHz, les dimensions du surfaguide deviennent trop grandes de sorte que son utilisation n'est plus recommandée. Comme le montre la figure 2.8, le surfaguide est constitué d'une section de guide d'onde rectangulaire dont la hauteur décroît symétriquement en allant vers l'axe de l'ouverture de lancement d'onde. Cette ouverture est un orifice circulaire pratiqué sur les deux grands côtés du guide d'onde permettant au tube à décharge de le traverser perpendiculairement à son axe principal. Le système d'adaptation d'impédance est formé d'un seul élément, un piston court-circuit mobile qui permet d'optimiser la puissance transférée au plasma.

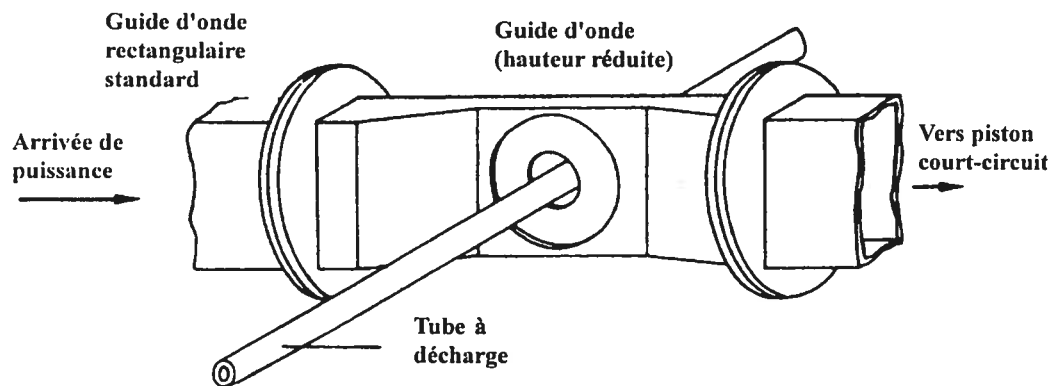


Figure 2.8 : Schéma du lanceur d'ondes de surface appelé surfaguide (d'après [25])

2.4 Dispositif expérimental de mesures spectroscopiques

La figure 2.9 montre le schéma du dispositif expérimental utilisé pour réaliser les mesures spectroscopiques sur le *POS*. Il comporte deux spectromètres, utilisés selon le type d'investigation menée, un ordinateur contrôlant la marche des spectromètres et procédant à la saisie et au stockage du signal que ceux-ci fournissent. Le collimateur, qui prélève le signal du plasma suivant une corde, est monté sur un chariot mobile transversalement au tube à décharge, tel que requis pour obtenir par inversion d'Abel la distribution radiale de n_e et T_g .

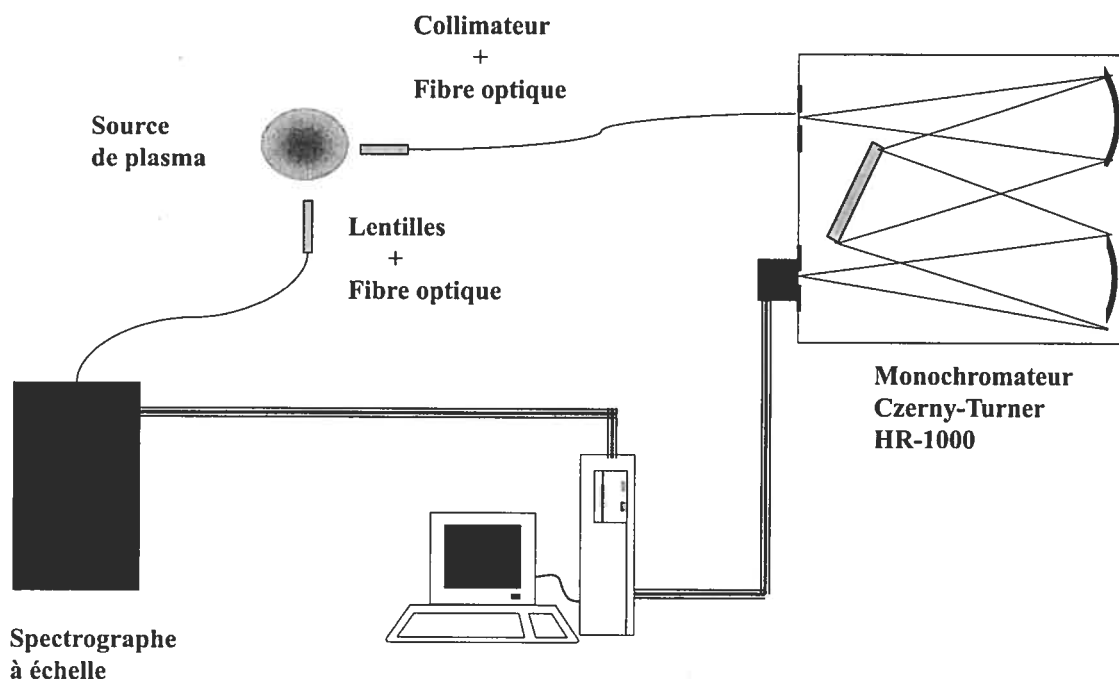


Figure 2.9 : Schéma du système de collection de l'émission du plasma suivant des cordes du tube à décharge dans un domaine spectral fixé par le monochromateur

Pour mesurer et résoudre la bande moléculaire *OH* qui nous permet d'obtenir la température du gaz, nous avons utilisé un spectromètre à réseau de configuration Czerny-Turner, d'un mètre de distance focale (JY-ISA HR1000), muni d'un

réseau holographique de 2400 traits/mm et couplé à un photomultiplicateur (R212-UH, Hamamatsu). Un système informatique contrôle le moteur du réseau et enregistre l'intensité d'émission collectée, convertie au préalable en tension par un pico-ampèremètre. La lumière émise par le plasma est recueillie par un collimateur de 35 mm de longueur (angle solide d'observation faible) et de 2 mm de diamètre. L'intérieur de ce dernier est peint en noir pour réduire les réflexions de lumière. Il est connecté à l'une de ses extrémités à une fibre optique en silice, l'autre extrémité étant reliée à la fente d'entrée du spectromètre. Le second spectromètre utilisé est un spectrographe à Échelle (*ESA3000*) couplé à une caméra *ICCD* ("Intensified Charged Coupled Device"). Ce dispositif est utilisé pour enregistrer le spectre de la raie H_β à partir duquel nous obtenons la densité électronique du plasma. Dans ce cas, plutôt que de recourir à un collimateur, nous avons utilisé deux lentilles en silice de 6 pouces de focale pour viser une zone déterminée du plasma, l'intensité recueillie étant focalisée sur la fibre optique reliée au spectrographe. Les lentilles de focalisation sont liées à une platine entraînées par un moteur pas-à-pas.

Bibliographie

- [1] Wiese, W.L., Spectrochim. Acta B **46**, 831 (1991).
- [2] Konjevic, N., Physics Reports **316**, 339 (1999).
- [3] Van der Mullen, J. and Jonkers, J., Spectrochim. Acta B **54**, 1017 (1999).
- [4] Margot, J., Phys. Plasmas **8**, 2525 (2001).
- [5] Hindmarsh, W., and Farr, J., in Progress in Quantum Electronics, J. H. Sanders and S. Stenholm, Eds. (Pergamon Press, Oxford, 1972), pp. 169-174.
- [6] Trassy, C. and Tazeem, A., Spectrochim. Acta B, **54**, 581 (1999).
- [7] Christova, M., Castaños-Martinez, E., Calzada, M.D., Kabouzi, Y., Luque, J. M., and Moisan, M., Appl. Spectroscopy **58**, 9, (2004).
- [8] Moisan, M., Physique Atomique et Moléculaire, Cours, Université de Montréal.
- [9] Kepple, P., and Griem, H.R., Phys. Rev. **173** (1968) 317.
- [10] Griem., H.R., Plasma spectroscopy, McGraw-Hill, New York, 1964.
- [11] Mermet., J.M., dans Inductively Coupled Plasma Emission Spectroscopy, Part II : Applications and instruments, P. Boumans, Ed. (Wiley-Interscience, Amsterdam, 1987), Chap X.
- [12] Kelleher, D.E., Wiese, W.L., Helbig, V., Greene R. L., and Oza, D. H., Physica Scripta, **47**, 75 (1993).

- [13] Van der Mullen, J.A.M., Tutorial review I , Spectrochim. Acta, Part B **44**, 1067 (1989).
- [14] Van der Mullen, J.A.M., Tutorial review II , Spectrochim. Acta, Part B **45**, 1 (1990).
- [15] Abdallah, M. H., and Mermet, J. M., Spectrochim. Acta, Vol. **37 B**, No. 5, 391-397, (1982).
- [16] Engel, U., Prokisch, C., Voges, E., Hieftje, G. M. and Broekaert, J. A. C., Journal of Analytical Atomic Spectroscopy, Vol. **13** 955-961 (1998).
- [17] Workman, J. M., Brown, P. G., Miller, D. C., Seliskar, C. J., and Caruso, J. A., Appl. Spec. **40**, No. 6, 857, (1986).
- [18] Hasegawa, T., and Winefordner, J. D., Spectrochim. Acta, Vol. **42 B**, No. 5, 651, (1987).
- [19] Hasegawa, T., and Winefordner, J. D., Spectrochim. Acta, Vol. **42 B**, No. 5, 637, (1987).
- [20] Moussounda, P. S., Ranson, P., and Mermet, J. M., Spectrochim. Acta, Vol. **40 B**, No. 4, 641, (1985).
- [21] Dieke, G.H. and Crosswhite, H.M., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **2**, 97 (1962).
- [22] Kabouzi, Y., Thèse de doctorat, Département de Physique (2003).
- [23] Fauchais P., Coudert J.F., Vardelle M., Diagnostics in thermal plasma processing, Plasma Diagnostics, vol **1**, Auciello O, and Flamm D.L. éditeurs, Plasma-Materials Interactions.
- [24] Nestor, O.H., and Olsen, H.N., SIAM Rev. **2**, 200 (1960).

- [25] Moisan, M. et Zakrzewski, Z., J. Phys. D : Appl. Phys. **24**, 1025 (1991).
- [26] Moisan, M., Zakrzewski, Z. et Pantel, R., J. Phys. D : Appl. Phys. **12**, 219 (1979).
- [27] Moisan, M., Zakrzewski, Z., Pantel, R. and Leprince, P., IEEE Trans. Plasma Sci. **12**, 203 (1984).

Chapitre 3

Résultats expérimentaux

Dans ce chapitre, nous allons exposer les résultats expérimentaux obtenus par les méthodes de diagnostic décrites au chapitre précédent et en dégager les principales tendances. Dans chaque cas, nous examinerons l'influence des conditions opératoires, telles que le rayon du tube à décharge, la nature du gaz et la fréquence de l'onde de surface, sur les paramètres du plasma (densité électronique et température du gaz). Toutefois, ces résultats concernent pour la plupart une décharge de néon. Cela vient de ce que les raies et bandes moléculaires nécessaires à nos techniques diagnostiques ont une intensité plus élevée dans une décharge de néon que d'argon, ce qui permet de réduire considérablement les erreurs inhérentes à la procédure d'inversion d'Abel pour l'obtention des profils radiaux.

3.1 Puissance absorbée par unité de longueur de la colonne

Les décharges créées par des ondes de surface (*POS*) sont, par nature, axialement inhomogènes. Une augmentation de la puissance délivrée à l'applicateur de champ micro-ondes produit un accroissement de la longueur du plasma : un nouveau segment de plasma de densité plus élevée est créé près de l'excitateur, alors que

la colonne déjà existante est simplement déplacée plus loin de celui-ci. Ainsi, dans ce type de décharge, la densité électronique diminue en allant de l'excitateur vers la fin de la colonne et les dimensions de celle-ci ne sont pas limitées par la forme et l'extension du dispositif d'excitation, comme c'est le cas des décharges micro-ondes créées dans des cavités résonnantes. Le comportement particulier de la colonne de *POS* en fonction de la puissance transmise à l'excitateur fait que la partie de la colonne de densité électronique la plus faible est toujours présente, ce qui incite à choisir la fin de colonne comme origine des positions axiales le long de la décharge.

La mesure de la longueur de la colonne en fonction de la puissance transmise à l'excitateur permet d'obtenir la densité de puissance (moyenne suivant la section du tube) par unité de longueur, aussi appelée densité linéaire de puissance et notée L , pour des conditions de décharges données. Dans les *POS*, la densité de puissance n'est pas ajustée par l'opérateur, comme c'est le cas pour la décharge entretenue à l'intérieur d'une cavité résonnante. Le paramètre L dépend des propriétés du plasma et de celles de l'onde de surface, et il croît en allant de la fin de colonne vers l'excitateur. La densité de puissance nous servira de donnée initiale dans notre modèle.

Sous nos conditions expérimentales, l'onde de surface se propage et entretient le plasma des deux côtés de l'excitateur. Lorsque cette situation se présente, il nous est impossible de diagnostiquer la proportion de puissance absorbée vers l'avant et vers l'arrière de l'excitateur et, par conséquent, L ne pourra pas être déterminée. Cependant, nous avons mesuré la longueur totale de la colonne de plasma en fonction de la puissance absorbée pour avoir une approximation de la valeur de L .

Ainsi la figure 3.1 présente la variation de la longueur l_p de la colonne d'un *POS* de néon en fonction de la puissance totale absorbée P , à 915 et 2450 MHz. Nous remarquons que la variation de l_p est linéaire en fonction de P . Pour une puissance donnée, la longueur du plasma est plus grande à 915 MHz car, pour une densité électronique moyenne donnée, le coefficient d'atténuation de l'onde décroît lorsque

la fréquence diminue [1].

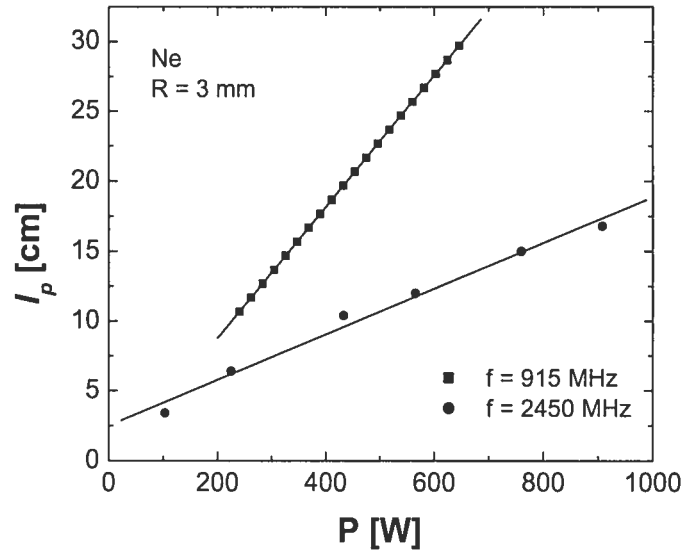


Figure 3.1 : Longueur de la colonne de plasma en fonction de la puissance absorbée à deux valeurs de la fréquence d'excitation du champ électrique (915 et 2450 MHz), dans le néon et pour un tube à décharge de rayon interne 3 mm.

La figure 3.2 montre la longueur de la colonne de plasma en fonction de la puissance absorbée, pour une décharge d'argon entretenue à 915 MHz dans un tube de rayon 3 mm. La variation de l_p en fonction de P est également linéaire comme pour la décharge de néon, ce qui semble être caractéristique de presque tous les POS à la pression atmosphérique. Nous pouvons observer (figures 3.1 et 3.2) que, pour une même puissance absorbée, la colonne d'argon est considérablement plus longue que celle de néon. Ceci est dû au fait que l'argon est un gaz dont l'énergie d'ionisation est plus faible que celle du néon.

La figure 3.3 illustre l'influence du rayon du tube à décharge sur la longueur du plasma. Pour une puissance inférieure à environ 450 W, la colonne de plasma est plus longue dans le tube de rayon 6 mm. Par contre, pour des puissances plus élevées, la colonne de plasma est plus longue dans le tube de 3 mm. Toutefois, dans les deux cas, la variation de la longueur du plasma en fonction de la puissance est tout à fait linéaire.

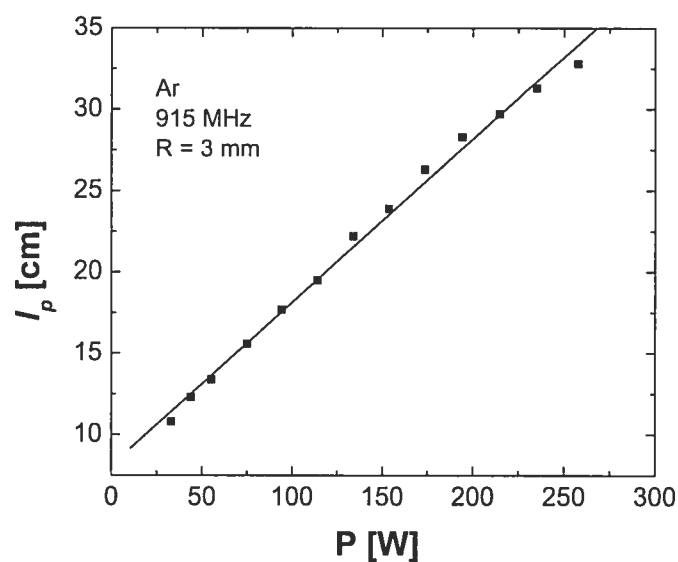


Figure 3.2 : Longueur de la colonne de plasma en fonction de la puissance absorbée dans l'argon, à la fréquence de 915 MHz et pour un tube de 3 mm de rayon interne.

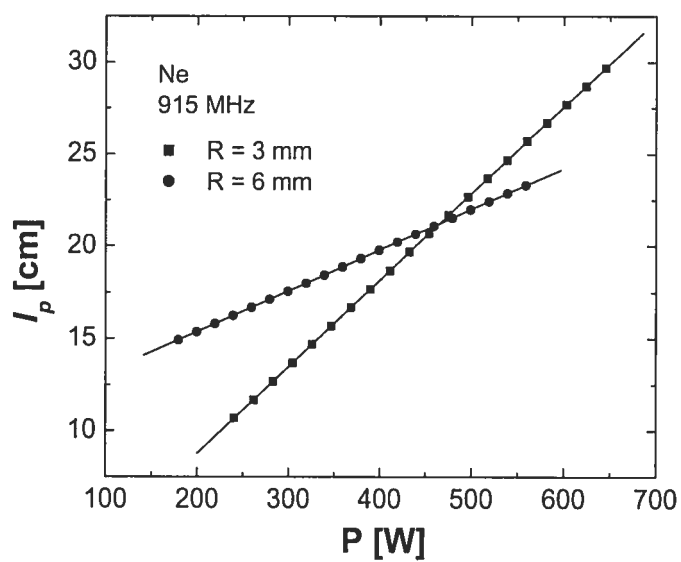


Figure 3.3 : Variation de la longueur de la colonne de plasma en fonction de la puissance absorbée dans le néon, pour deux valeurs du rayon interne du tube à décharge (3 et 6 mm) et à la fréquence de 915 MHz.

3.2 Étude de l'influence des conditions opératoires sur les POS au moyen du profil radial de l'intensité de la raie H_β

Le profil radial de l'intensité d'émission de la raie H_β va nous permettre d'apprécier l'évolution des phénomènes de contraction et de filamentation en fonction des conditions de décharge [2]. En effet, ce profil radial reflète assez fidèlement celui de la densité électronique, comme nous pouvons le constater sur les figures 3.4 (a) et 3.4 (b). Dès lors, nous allons utiliser ces profils afin de mettre en évidence, qualitativement, quelques propriétés caractéristiques des décharges haute fréquence entretenues à la pression atmosphérique.

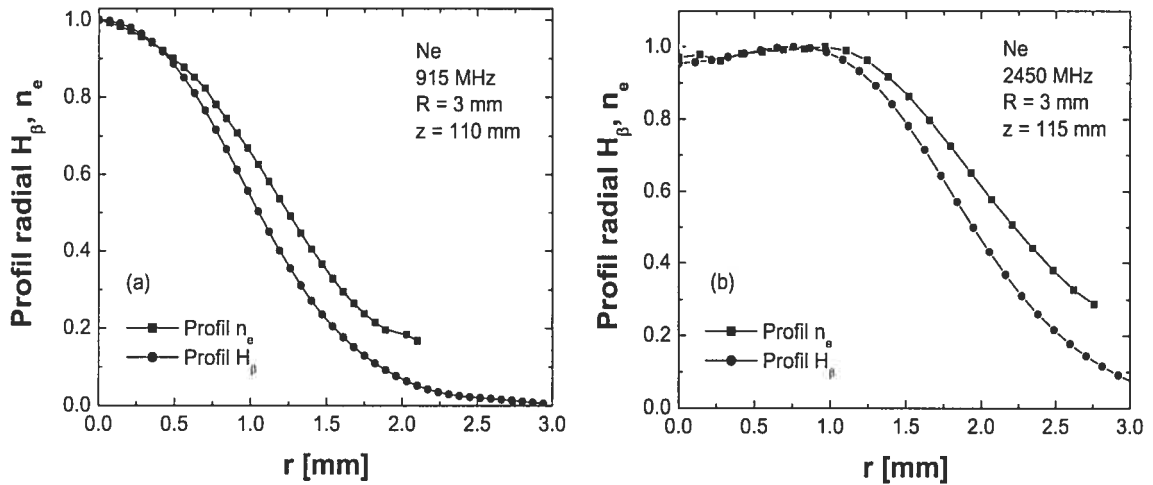


Figure 3.4 : Profil radial de la densité électronique obtenue de l'élargissement Stark de H_β et profil radial de l'intensité d'émission de la raie H_β dans le néon, pour un tube de rayon interne 3 mm, à la position axiale $z = 110-115$ mm et pour deux valeurs de la fréquence d'excitation du champ HF : (a) 915 MHz et (b) 2450 MHz.

3.2.1 Influence du rayon du tube à décharge

Les figures 3.5 (a) et 3.5 (b) présentent les profils radiaux de la raie H_β à différentes positions axiales le long de la colonne de plasma, dans le néon à 915 MHz, respectivement, pour des tubes à décharge de rayon 3 et 6 mm. La position axiale $z = 0$ correspond à la fin de la colonne de plasma et sert d'origine pour l'axe z . L'intensité lumineuse est maximum sur l'axe de la décharge et décroît quasi-exponentiellement vers la paroi, montrant que la décharge de néon à la pression atmosphérique est contractée : le filament de plasma est localisé au centre du tube à décharge et ne remplit qu'une partie de la section de celui-ci. Par ailleurs, le diamètre de la décharge croît progressivement de la fin de colonne vers l'excitateur, à mesure que la densité de puissance augmente. Ceci équivaut à augmenter l'intensité du courant dans une décharge en courant continu. Ce résultat montre que la contraction de la décharge diminue lorsque $L(z)$ augmente, comme nous l'avons souligné auparavant dans notre revue bibliographique (voir chapitre 1). Les mêmes conclusions sont valables pour une décharge d'argon d'après les figures 3.6 (a) et 3.6 (b). Par ailleurs, remarquons que, pour des conditions expérimentales similaires, la décharge est moins contractée dans le néon que dans l'argon [2].

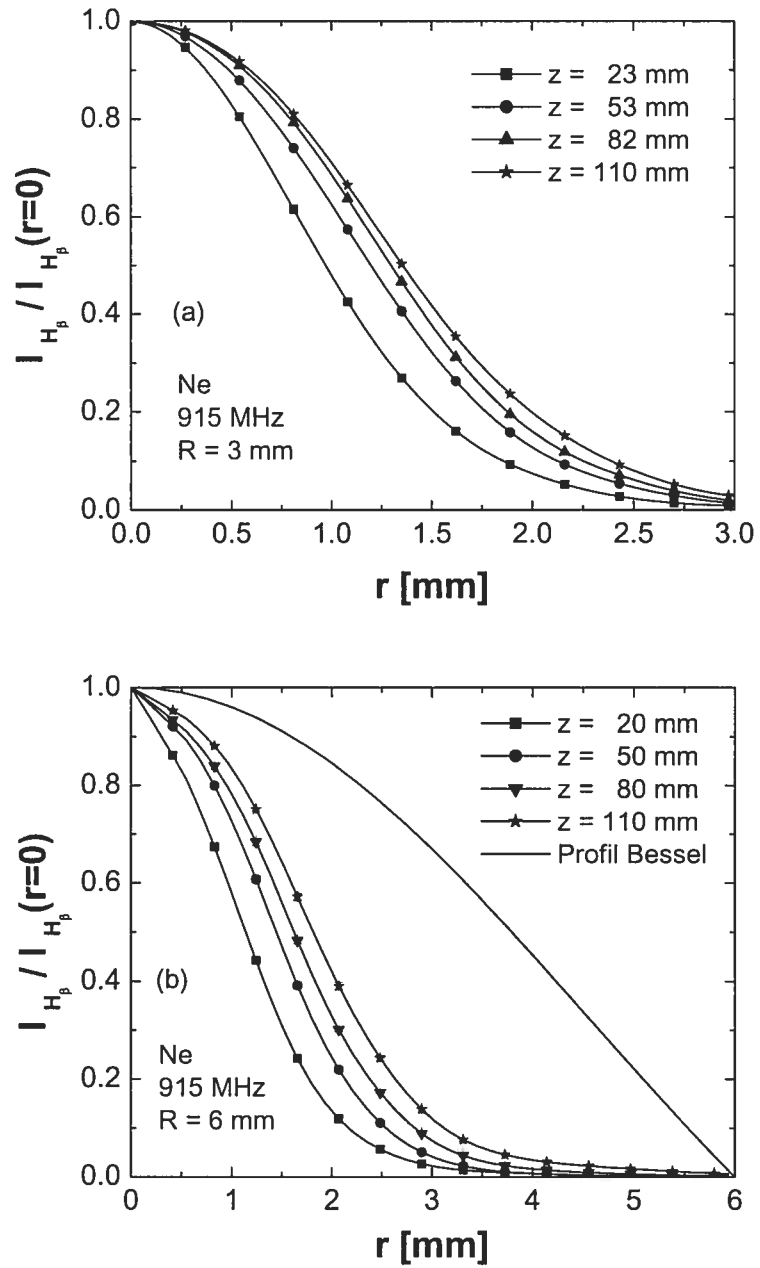


Figure 3.5 : Profil radial de l'intensité d'émission de la raie H_β à différentes positions le long de la colonne de plasma, dans le néon à 915 MHz et pour deux valeurs du rayon interne du tube à décharge : (a) 3 et (b) 6 mm.

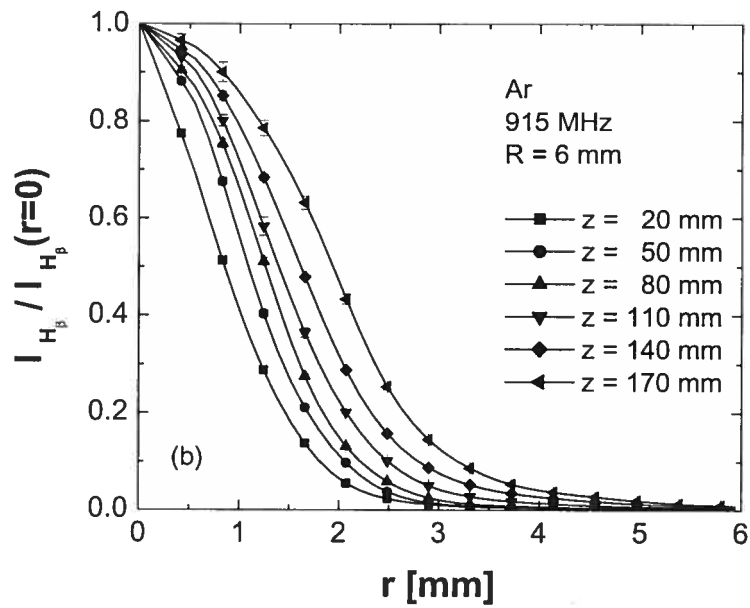
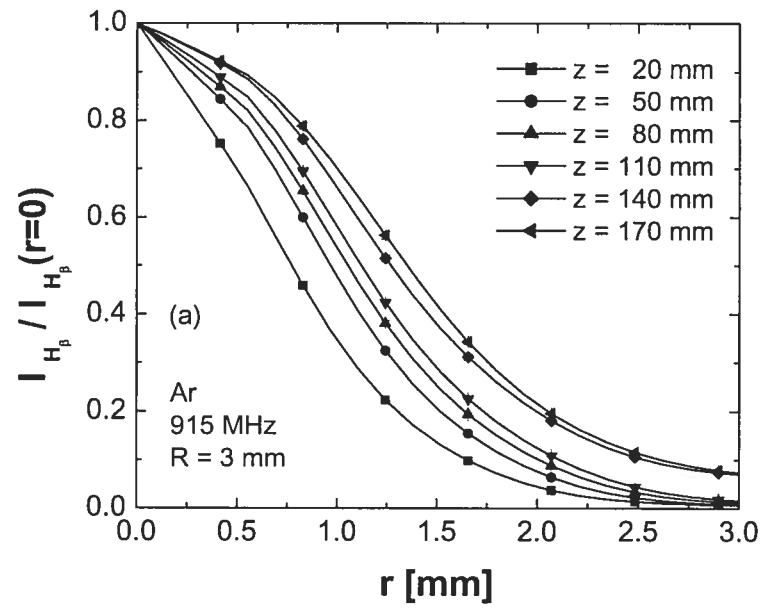


Figure 3.6 : Profil radial de l'intensité d'émission de la raie H_β à différentes positions le long de la colonne de plasma, dans l'argon à 915 MHz et pour deux valeurs du rayon interne du tube à décharge : (a) 3 et (b) 6 mm.

Les figures 3.7 (a) et 3.7 (b) présentent le profil radial de l'intensité de la raie H_β dans des tubes de 3 et 6 mm de rayon, pour une décharge entretenue à 915 MHz, respectivement, dans le néon et dans l'argon. Nous observons, dans les deux cas, que le rayon de la colonne de plasma ne croît que légèrement lorsque le rayon du tube à décharge augmente de 3 à 6 mm, tel que montré dans les références [2, 3]. Ce comportement vient de ce qu'à la pression atmosphérique, les pertes de particules chargées sont dominées par la recombinaison en volume : les pertes par diffusion ambipolaire sont négligeables. Dans ce cas, le rayon du plasma est principalement déterminé par les distributions radiales de la température du gaz et de la température électronique en liaison avec le bilan de création et de pertes des particules chargées. Par ailleurs, la distribution radiale de la température électronique dépend fortement de la répartition radiale de l'intensité du champ électrique dans le plasma, donc de la fréquence de l'onde de surface, comme nous le montrerons au chapitre 4.

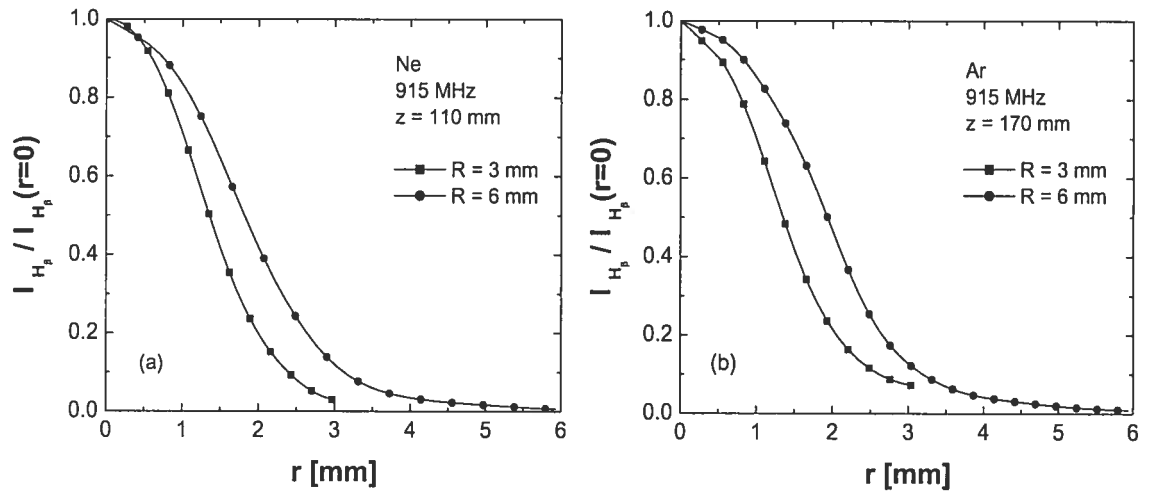


Figure 3.7 : Profil radial de l'intensité d'émission de la raie H_β pour deux valeurs du rayon interne du tube à décharge dans (a) le néon et dans (b) l'argon, la fréquence de 915 MHz.

3.2.2 Influence de la fréquence d'excitation

La filamentation de la décharge est un phénomène dû à la faible pénétration du champ électrique HF dans le plasma, de façon analogue à ce qui se passe dans un conducteur soumis à un tel champ (effet de peau). En effet, la distance caractéristique de décroissance du champ (par exemple, pour que son intensité diminue de $1/e$ où e est la base du logarithme népérien) décroît lorsque la fréquence d'excitation ou la densité électronique n_e augmente. Il s'ensuit que plus cette distance est petite, plus le degré de filamentation de la décharge augmente. Étant donné que la densité électronique d'un *POS* croît axialement en allant vers l'excitateur du plasma, il est possible d'observer le développement de la filamentation le long de la colonne de plasma en direction de l'excitateur. À cause de l'augmentation graduelle de l'effet de peau avec n_e , tout juste avant que le phénomène de filamentation ne se manifeste, on observe le déplacement du maximum de l'intensité d'émission (et de la densité électronique, voir section suivante) de l'axe vers la paroi du tube à décharge, comme le montre la figure 3.8.

Expérimentalement, le développement de la filamentation de la décharge à haute pression peut être observée soit à une position axiale fixe en augmentant la fréquence, comme l'illustre la figure 3.9, soit à fréquence fixe en se déplaçant vers l'excitateur, comme le montre la figure 3.8 : dans les deux cas, la filamentation progresse à cause de l'augmentation de n_e . Nous remarquons également (figure 3.9) que le rayon de la décharge augmente légèrement lorsque la fréquence d'excitation augmente, indiquant une diminution du degré de contraction radiale.

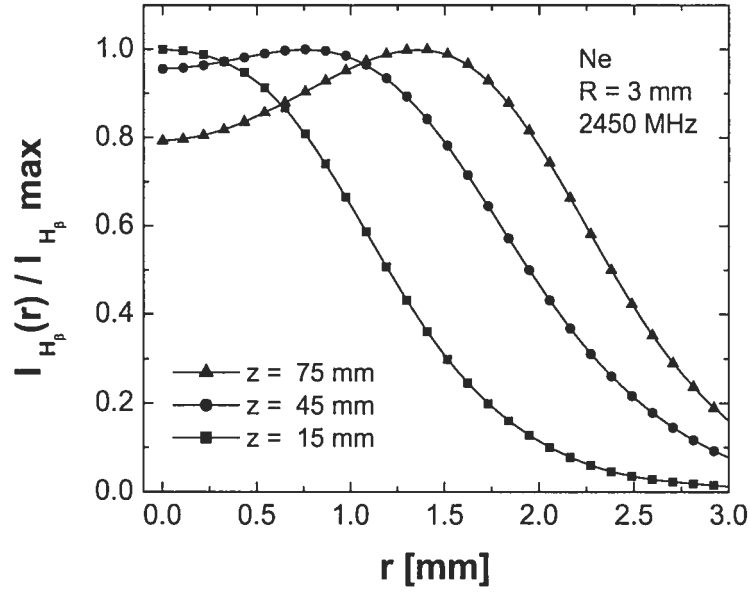


Figure 3.8 : Profil radial de l'intensité d'émission de la raie H_β à différentes positions le long de la colonne de plasma de néon à 2450 MHz et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm. D'après [2].

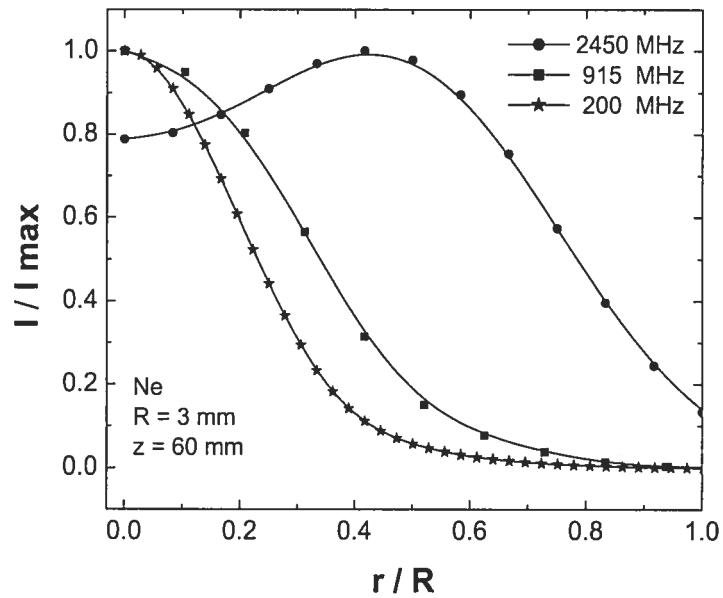


Figure 3.9 : Profil radial de l'intensité lumineuse totale (non résolue spectralement) à trois fréquences du champ HF (200, 915 et 2450 MHz) dans un *POS* de néon, à une position axiale fixe $z = 60$ mm et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm. D'après [2].

3.3 Distribution radiale de la densité électronique

La figure 3.10 présente la distribution radiale de n_e dans une décharge de néon à 915 MHz, pour un tube à décharge de rayon interne $R = 3$ mm et à différentes positions le long de la colonne de plasma. Les profils obtenus sont incomplets radialement, car en dessous d'une certaine densité électronique ($\sim 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$), la contribution de l'effet Stark à l'élargissement total de la raie H_β devient négligeable, rendant alors impossible la détermination de n_e . Une autre limitation est liée à la contraction radiale elle-même qui fait que, l'intensité totale de la raie H_β diminuant fortement radialement, la technique d'inversion Abel devient de moins en moins précise en approchant de la paroi du tube.

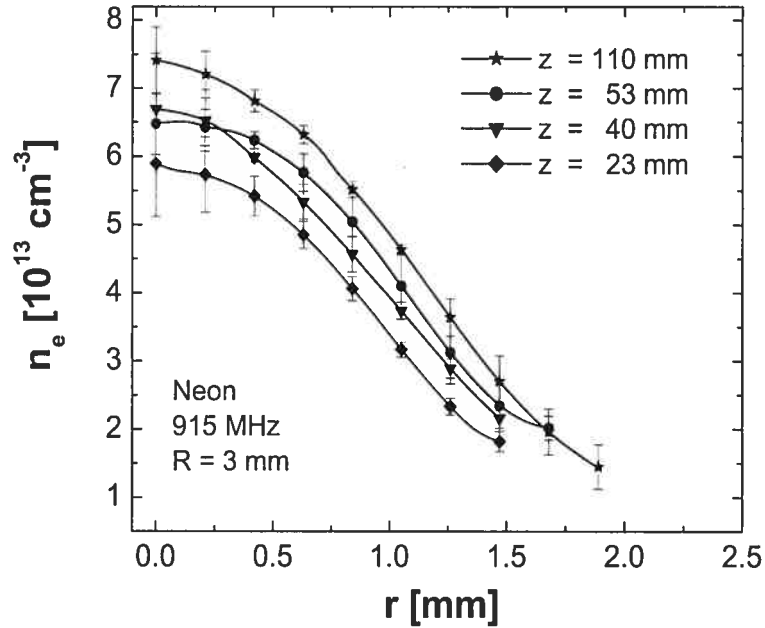


Figure 3.10 : Distribution radiale de la densité électronique à différentes positions le long de la colonne d'un plasma de néon, à 915 MHz et pour un tube à décharge de rayon interne 3 mm.

Sur la figure 3.10, nous pouvons remarquer que le degré de contraction diminue lorsque la puissance augmente, comme nous l'avons déjà observé à partir du profil radial de l'intensité de la raie H_β (figures 3.5 et 3.6). C'est donc dire que, l'augmen-

tation de L se traduit par une expansion du profil radial de la densité électronique plutôt que par une augmentation de la valeur de n_e sur l'axe de la décharge. Par ailleurs, comme le montre de plus la figure 3.11, les profils radiaux de n_e sont bien ajustés par des fonctions exponentielles, ce qui semble caractéristique d'une décharge contractée. La figure 3.12 compare $n_e(r)$ dans des tubes de rayon 3 et 6 mm dans une décharge de néon à 915 MHz. Alors que le rayon de la colonne de plasma s'étend légèrement lorsque le rayon du tube à décharge augmente, la densité électronique sur l'axe diminue, comme le montre la figure 3.12. En fait, la densité électronique moyenne sur une section radiale (calculée à partir des distributions de n_e obtenues expérimentalement) décroît quand R augmente pour un z donné, comme nous pouvons l'observer sur la figure 3.13.

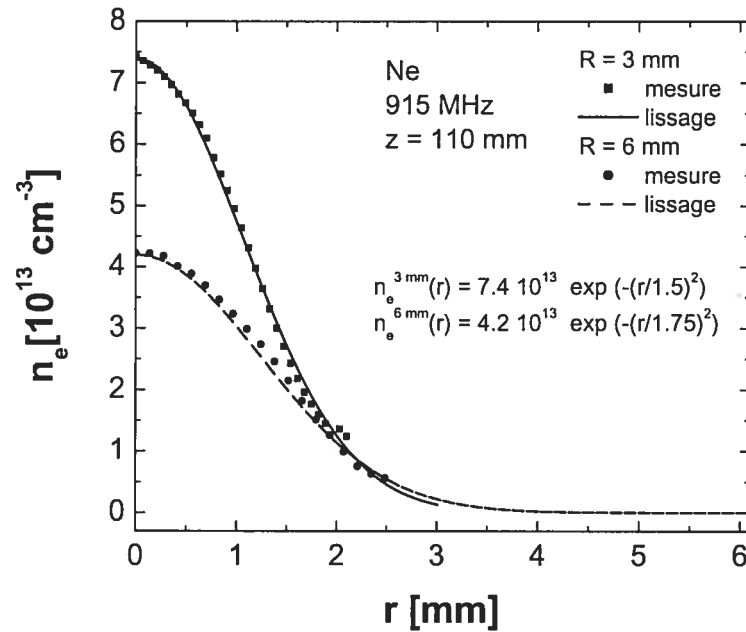


Figure 3.11 : Distribution radiale de la densité électronique et son lissage par une fonction gaussienne dans un plasma de néon à 915 MHz, à une position axiale $z = 110$ mm et pour des tubes à décharge de 3 et 6 mm de rayon interne.

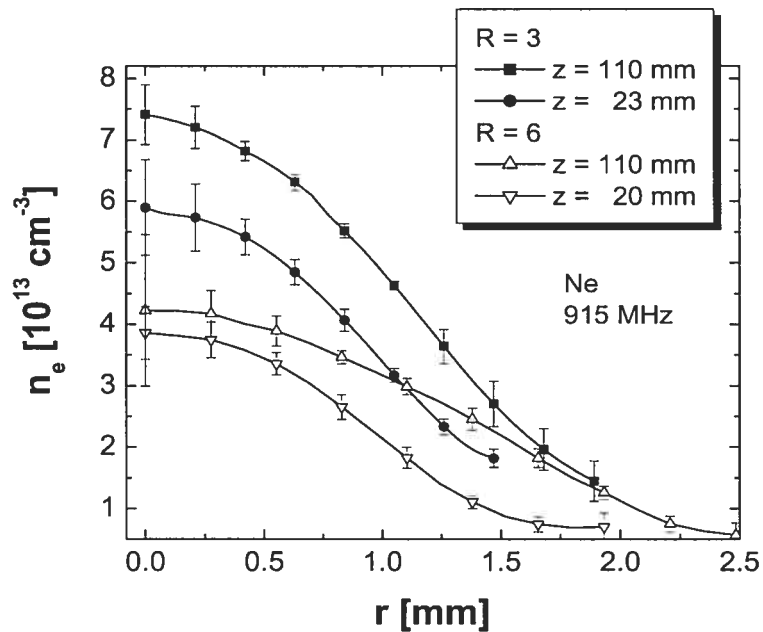


Figure 3.12 : Distribution radiale de la densité électronique à deux positions le long de la colonne de plasma de néon, à 915 MHz et pour des tubes à décharge de 3 et 6 mm de rayon interne.

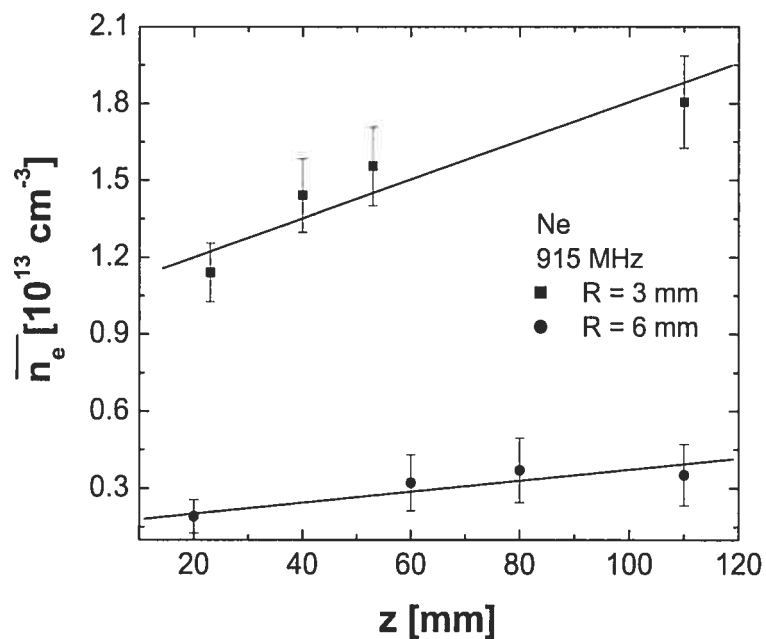


Figure 3.13 : Distribution axiale de la densité électronique moyenne suivant la section du tube à décharge, à deux valeurs du rayon interne de celui-ci (3 et 6 mm) dans un plasma de néon à 915 MHz.

La figure 3.14 présente $n_e(r)$ dans le néon à $R = 3$ mm, pour deux valeurs de la fréquence du champ HF, 915 et 2450 MHz. Sur l'axe de la décharge, la densité électronique est plus élevée à 915 MHz. Cependant, le profil radial de densité électronique s'étend radialement à mesure que la fréquence augmente et son maximum se déplace de l'axe vers la paroi du tube à décharge. Ceci traduit bien l'influence de l'inhomogénéité radiale de l'intensité du champ électrique (qui augmente avec la fréquence) sur la contraction et la filamentation de la décharge. Du fait de cette inhomogénéité du champ micro-ondes (dont l'intensité est maximum près de la paroi), les électrons peuvent être plus efficacement chauffés près de la paroi du tube contrairement aux décharges en courant continu où le champ est constant radialement et où, de plus, la température électronique diminue de l'axe vers la paroi par suite des pertes par collisions et par conduction thermique. À haute pression, les pertes de particules chargées étant locales, dès lors, toute inhomogénéité dans la répartition radiale de la température électronique (création des particules) va induire une inhomogénéité dans celle de la densité électronique. Ainsi, la densité électronique est maximum là où la température électronique est la plus élevée.

Bien que la densité électronique soit plus élevée sur l'axe à 915 MHz qu'à 2450 MHz, sa valeur moyenne sur une section radiale (calculée à partir des distributions de n_e obtenues expérimentalement) est presque identique vers la fin de colonne pour ces deux fréquences, comme le montre la figure 3.15. Nous observons, toutefois, que l'accroissement de la densité moyenne avec z est plus rapide à 2450 MHz.

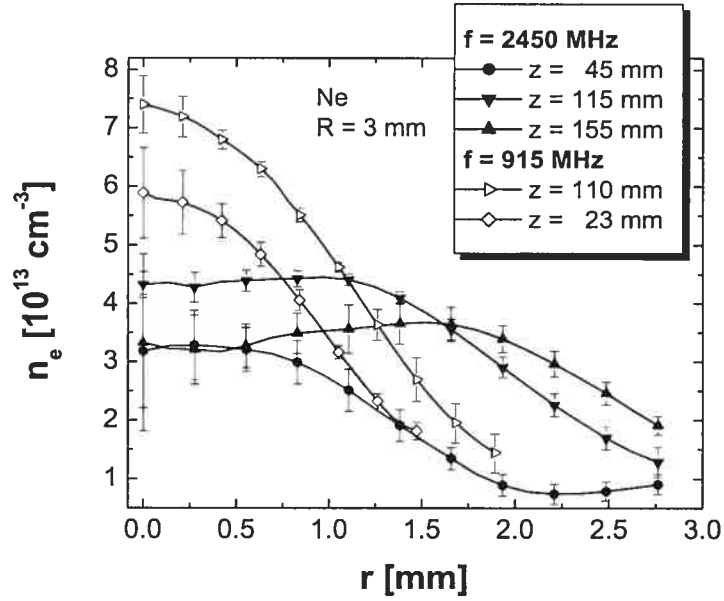


Figure 3.14 : Distribution radiale de la densité électronique à différentes positions le long de la colonne de plasma de néon, aux fréquences d'excitation du champ électrique de 915 et 2450 MHz et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm.

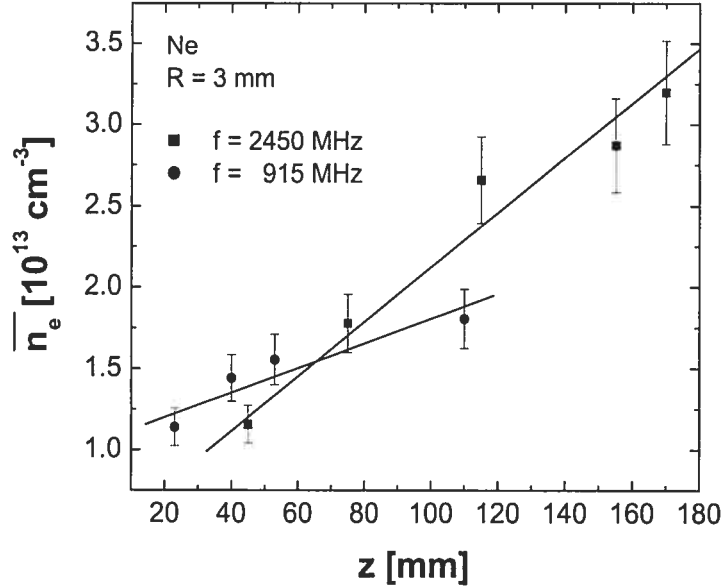


Figure 3.15 : Distribution axiale de la densité électronique moyenne sur une section du tube à deux valeurs de la fréquence d'excitation du champ électrique (915 et 2450 MHz) dans le néon et pour un tube à décharge de rayon interne 3 mm.

3.4 Distribution radiale de la température du gaz

Les figures 3.16 (a) et 3.16 (b) présentent la distribution radiale de la température du gaz dans le néon à 915 MHz, à différentes positions axiales, respectivement, pour des tubes à décharge de rayon interne 3 et 6 mm. La température du gaz est obtenue à partir de la mesure de la température de rotation du radical OH, comme nous l'avons décrit au chapitre précédent. Pour $R = 3$ mm (figure 3.16 (a)), la température du gaz varie entre 1800 et 2200 K sur l'axe de la décharge et décroît radialement jusqu'à atteindre 1200-1400 K sur la paroi. La température du gaz croît en fonction de la position axiale à mesure que $L(z)$, donc $\overline{n_e}$, augmente.

Pour un rayon de 6 mm (figure 3.16 (b)), la valeur de la température du gaz varie cette fois entre 2000 et 2600 K sur l'axe de la décharge et décroît jusqu'à 1000 K, près de la paroi. Ainsi, comme le montre de façon nette la figure 3.17, le gaz de décharge est plus fortement chauffé au voisinage de l'axe lorsque R augmente, bien que la densité électronique y diminue (voir figure 3.12). Cette augmentation de la température et corrélativement de son gradient est due à la faible conductivité thermique du gaz. À la pression atmosphérique, le gaz est chauffé par collisions élastiques avec les électrons et il perd son énergie par conduction thermique (transport de chaleur vers la paroi, puis échange thermique avec celle-ci). Le transport de chaleur peut être caractérisé par une longueur de conduction thermique, longueur que nous pouvons estimer à partir des données expérimentales et en utilisant l'équation de bilan d'énergie du gaz (voir chapitre 4). Dans les conditions de décharge correspondant à la figure 3.16 (b), la longueur caractéristique de conduction thermique est de l'ordre de 3 mm, soit deux fois plus petite que le rayon du tube à décharge, d'où le plus fort gradient de T_g lorsque le rayon de celui-ci est de 6 mm relativement à $R = 3$ mm.

À la section précédente, nous avons montré que la distribution radiale de la densité électronique est fortement affectée par l'augmentation de la fréquence de 915 MHz à 2450 MHz (figure 3.14) alors que $\overline{n_e(z)}$ l'est peu, tout au moins, en fin de colonne (figure 3.15). La figure 3.18 montre que la distribution radiale de

la température à z donné est presque inchangée lorsque la fréquence d'excitation augmente de 915 à 2450 MHz, dans le néon à $R = 3$ mm. Ceci semble provenir de ce que la valeur de $L(z)$ est la même à ces deux fréquences, ce qui est lié au fait, signalé précédemment, que $\overline{n_e}$ est aussi assez peu affectée par l'augmentation de la fréquence d'excitation, tout au moins en fin de colonne $z \leq 110$ mm (figure 3.15).

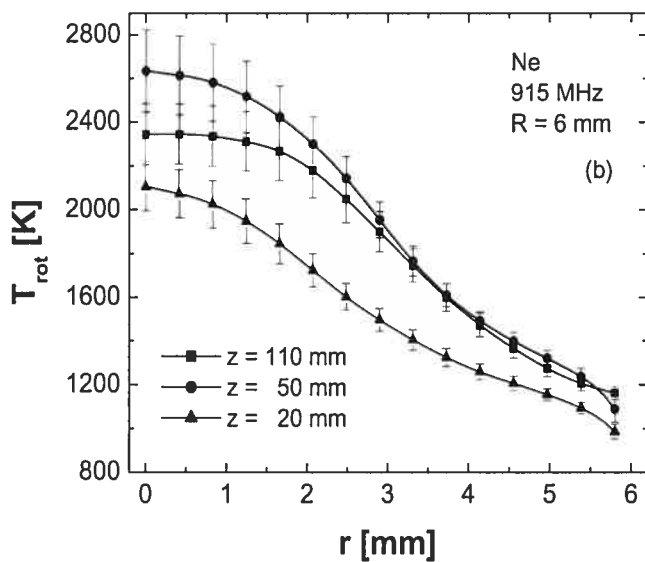
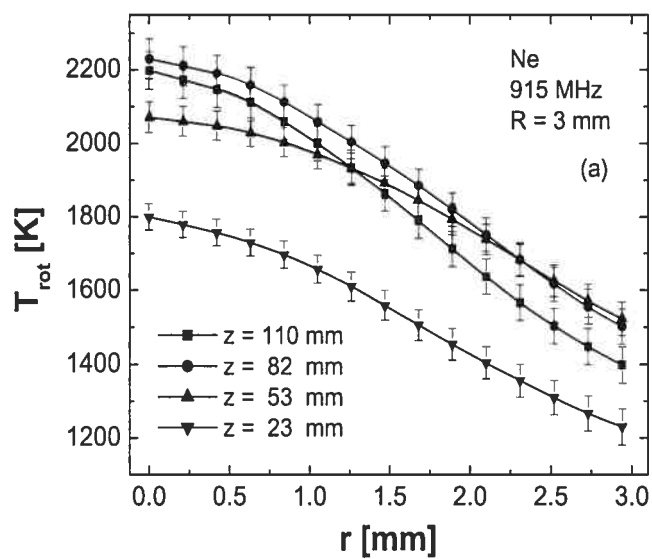


Figure 3.16 : Distribution radiale de la température du rotation du radical OH à différentes positions le long de la colonne de plasma de néon, à 915 MHz et pour des tubes à décharge de rayon interne (a) 3 et (b) 6 mm.

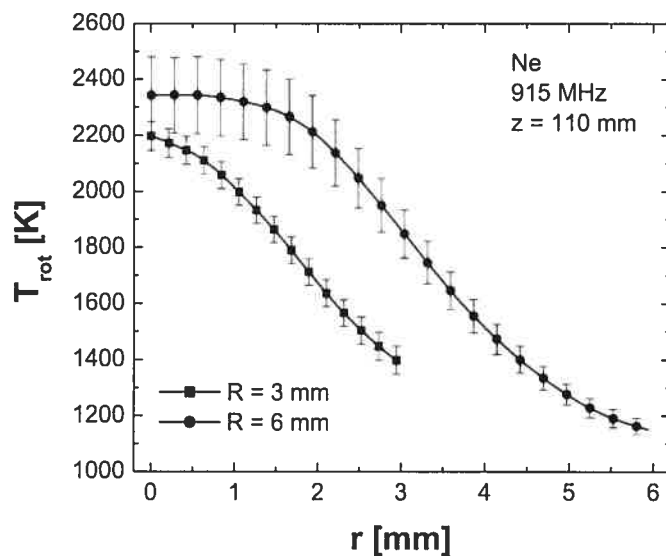


Figure 3.17 : Distribution radiale de la température de rotation du radical OH selon le rayon du tube à décharge (3 et 6 mm) dans le néon à 915 MHz et à une position axiale $z = 110$ mm.

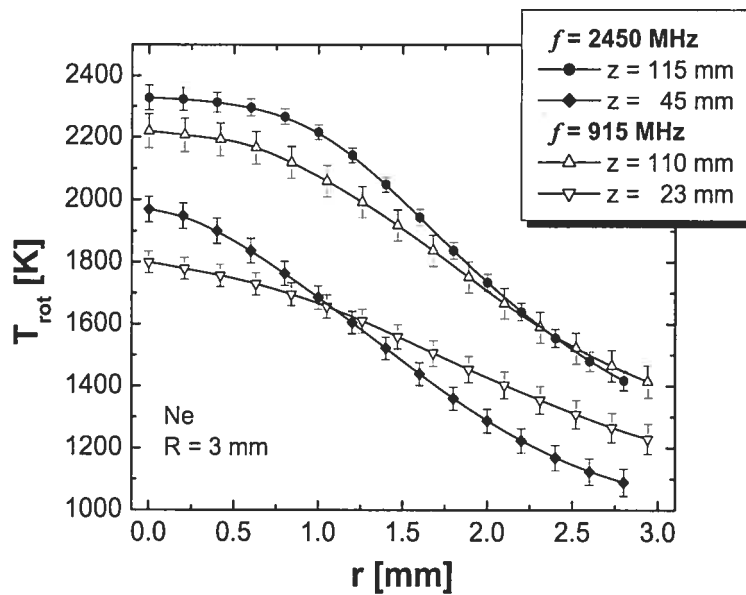


Figure 3.18 : Distribution radiale de la température de rotation du radical OH à différentes positions le long de la colonne de plasma dans le néon, pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm et aux fréquences d'excitation du champ électrique de 915 et 2450 MHz.

Bibliographie

- [1] Lévesque, S., Mémoire de Maîtrise, Département de Physique, Université de Montréal (1991).
- [2] Kabouzi, Y., Calzada, M. D., Moisan, M., Tran, K. C., and Trassy, C., J. Appl. Phys. **91**, 1008 (2002).
- [3] Moisan, M., Hubert, J., and Pantel, R., Contrib. Plasma Phys. **30**, 293 (1990).

Chapitre 4

Modélisation des décharges entretenues par des ondes de surface à la pression atmosphérique : approche par l'équation de Saha

4.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté l'évolution expérimentale des paramètres du plasma en fonction des conditions de la décharge. Nous avons examiné, en particulier, l'influence de la fréquence d'excitation sur la densité électronique et la température du gaz. Nous avons ainsi montré, à partir des distributions radiales de la densité électronique, que le degré de contraction diminue lorsque la fréquence d'excitation croît. Toutefois, la filamentation de la décharge est plus importante aux fréquences élevées. Dans le but d'approfondir ces questions et de déterminer précisément l'influence de la fréquence d'excitation sur les propriétés des

décharges entretenues par des ondes de surface à la pression atmosphérique, nous avons développé un modèle numérique relativement simple permettant de décrire ces décharges radialement contractées. Les bases analytiques de ce modèle sont détaillées dans ce chapitre : la partie électromagnétique, décrivant la propagation de l'onde de surface, est traitée en premier, puis nous présentons la partie hydrodynamique et justifions ultérieurement les hypothèses du modèle. Les simulations, effectuées pour une décharge de néon entretenue à la pression atmosphérique, sont comparées aux résultats expérimentaux.

4.2 Description du modèle

À la pression atmosphérique, les collisions élastiques entre particules d'une même espèce sont suffisamment nombreuses pour réaliser l'équipartition de leur énergie. Ainsi, il est possible de décrire chaque groupe de particules par une température et une fonction de distribution en énergie de type Maxwell-Boltzmann. Le modèle que nous allons exposer est basé sur une description hydrodynamique du plasma (modèle fluide). Ce modèle fluide considère un plasma hors-équilibre thermodynamique, formé de deux groupes de particules : les électrons et les particules lourdes (les atomes et leurs ions) dont la température T_g est grandement inférieure à celle des électrons. Dans les conditions de décharge considérées (néon à la pression atmosphérique), la majeure partie de l'énergie des électrons est transférée, de façon nette, aux particules neutres par collisions élastiques. Cette énergie est, par la suite, convertie sous forme de chaleur et transférée ultimement à la paroi du tube à décharge¹.

Les décharges micro-ondes entretenues par la propagation d'une onde de surface électromagnétique, et faisant l'objet de cette étude, sont radialement et axialement inhomogènes [1]. Pour les décrire de façon exacte et auto-cohérente, il faut donc

¹ou évacuée par le flux de gaz lorsque celui-ci est important

résoudre simultanément et en deux dimensions (r, z) les équations de Maxwell et les équations hydrodynamiques décrivant respectivement l'onde et le plasma. Ce travail est relativement complexe et difficile à mener, principalement, à cause de la nécessité de coupler ces deux aspects de la physique des décharges. Une façon plus simple de traiter ce problème consiste à considérer le plasma comme *localement* homogène sur une distance axiale petite devant la longueur d'onde du champ d'entretien ; le plasma demeure, néanmoins, radialement inhomogène [2, 3]. L'hypothèse d'uniformité axiale locale est vérifiée lorsque le rayon du plasma est très petit devant la longueur d'onde. Il en est ainsi, par exemple, lorsque les décharges sont entretenues dans des tubes de faible diamètre (quelques mm), ou lorsque elles sont radialement contractées, comme c'est le cas dans notre étude.

Dans le cadre de l'hypothèse de l'uniformité locale, les paramètres du plasma (densité et températures) sont déterminés de façon unique par la valeur en z de la densité linéaire de puissance, $L(z)$, absorbée par le plasma (et donc perdue par l'onde). Cette densité linéaire de puissance, pour un gaz et une position axiale donnés, dépend uniquement du coefficient d'atténuation $\alpha(z)$ de l'onde et de son flux de puissance $P(z)$. Étant donné que les paramètres du plasma dépendent uniquement de L , il est possible, à partir de la valeur de $\alpha(L)$ de déterminer les propriétés radiales et axiales de la décharge en établissant un bilan local de puissance entre l'onde et le plasma [2]. Nous traiterons cet aspect en détail plus loin dans ce chapitre.

4.2.1 Équation de dispersion et distributions radiales des champs

La situation que nous souhaitons mettre en équations est la suivante. La décharge est entretenue par la propagation d'une onde électromagnétique de surface (le plasma ainsi créé fait partie intégrante de la structure de propagation). L'onde se propage le long de la colonne de plasma, de l'excitateur vers la fin de colonne (voir figure 4.1). Nous supposons que le diamètre du plasma est très petit devant sa longueur, de

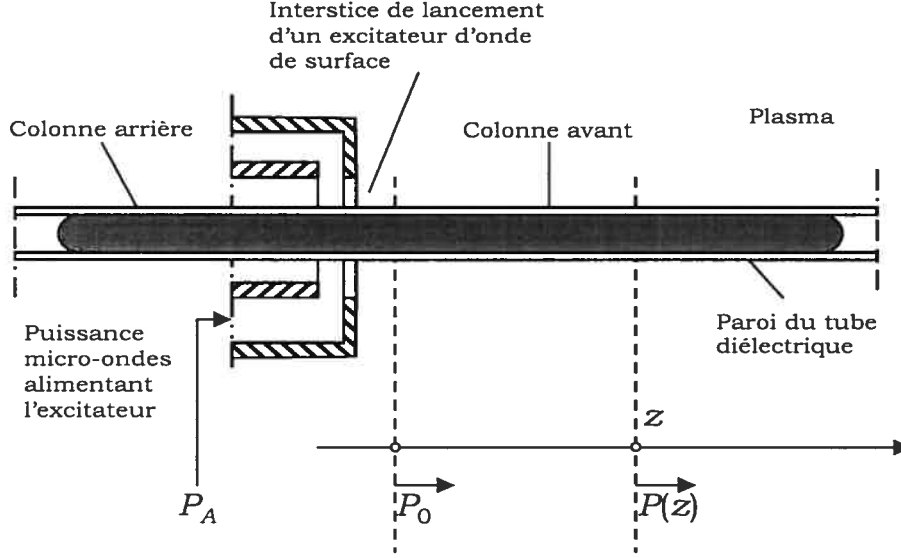


Figure 4.1 : Schéma de principe de la formation d'une colonne de plasma entretenue par une onde électromagnétique de surface dans un tube diélectrique à partir d'un applicateur de champ à interstice de lancement. D'après [3].

sorte que l'on puisse négliger l'inhomogénéité axiale devant l'inhomogénéité radiale. Par ailleurs, pour décrire la propagation de l'onde de surface dans le plasma, nous utiliserons une description linéaire, c'est-à-dire que l'intensité du champ électrique nécessaire à l'entretien de la décharge est, par hypothèse, suffisamment faible pour que la valeur de la permittivité du plasma, en tout point le long de la colonne, soit indépendante de l'intensité de ce champ. De cette façon, le milieu plasma peut être décrit par sa permittivité relative suivant l'expression bien connue :

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - j\nu)}, \quad (4.1)$$

où $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}}$ est la pulsation effective du plasma [4], ν est la fréquence effective [4] de collisions élastiques électron-particule lourde pour le transfert de quantité de mouvement, n_e représente la densité électronique et ω la pulsation de l'onde de surface. ϵ_0 , e et m_e sont, respectivement, la permittivité du vide, la charge élémentaire (en valeur absolue) et la masse de l'électron. La fréquence ν est une valeur moyenne

prise sur la fonction de distribution en énergie des électrons (FDEE). Sachant que l'onde se propage suivant le mode à symétrie azimutale (pas de dépendance en ϕ de sa phase) et en supposant que sa phase varie de façon harmonique dans le temps ($\propto \exp[j(\omega t - kz)]$), l'équation différentielle décrivant la variation radiale de l'intensité de la composante axiale du champ électrique de cette onde dans le plasma s'écrit :

$$\frac{d^2 E_z}{dr^2} + \left(\frac{1}{r} + \frac{k^2}{\varepsilon_p \kappa_p^2} \frac{d\varepsilon_p}{dr} \right) \frac{dE_z}{dr} + \kappa_p^2 E_z = 0, \quad (4.2)$$

où $\kappa_p^2 = \beta_0^2 \varepsilon_p + k^2$ avec $\beta_0 = \omega/c$, c étant la vitesse de la lumière dans le vide et $k \equiv \beta + j\alpha$ est le nombre d'onde axial complexe. Les champs transverses² sont reliés à la composante axiale du champ électrique par des relations découlant des équations de Maxwell [5] :

$$E_r = \frac{-k}{\kappa_p^2} \frac{dE_z}{dr}, \quad (4.3)$$

$$H_\phi = \frac{-j\omega\varepsilon_0\varepsilon_p}{\kappa_p^2} \frac{dE_z}{dr}. \quad (4.4)$$

Par ailleurs, nous devons décrire les variations des composantes du champ dans le tube diélectrique (permittivité relative ε_g) et le vide entourant le plasma. Finalement, l'expression des composantes du champ dans les différents milieux est :

i) dans le tube diélectrique

$\varepsilon_g = \varepsilon_{gr} + j\varepsilon_{gi}$, où dans le cas de la silice fondue, $\varepsilon_g = 3.78 + j10^{-4}$, et les composantes des champs de cette onde sont données par :

$$\begin{aligned} E_z^g &= A_g J_0(\kappa_g r) + B_g H_0^{(1)}(\kappa_g r), \\ E_r^g &= \frac{k}{\kappa_g} (A_g J_1(\kappa_g r) + B_g H_1^{(1)}(\kappa_g r)), \\ H_\phi^g &= \frac{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_g}{\kappa_g} (A_g J_1(\kappa_g r) + B_g H_1^{(1)}(\kappa_g r)), \end{aligned} \quad (4.5)$$

²L'onde de surface à symétrie azimutale est une onde transverse-magnétique (TM), c'est-à-dire que ses seules composantes sont E_z , E_r et H_ϕ .

où : $\kappa_g^2 = \beta_0^2 \varepsilon_g + k^2$.

ii) dans le vide

$\varepsilon_r = 1$ avec les composantes :

$$\begin{aligned} E_z^v &= A_v H_0^{(1)}(\kappa_v r) , \\ E_r^v &= \frac{k}{\kappa_v} A_v H_1^{(1)}(\kappa_v r) , \\ H_\phi^v &= \frac{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_v}{\kappa_v} A_v H_1^{(1)}(\kappa_v r) , \end{aligned} \quad (4.6)$$

où : $\kappa_v^2 = \beta_0^2 + k^2$. J_0 et J_1 sont, respectivement, les fonctions de Bessel d'ordre zéro et d'ordre un à argument complexe, $H_0^{(1)}$ et $H_1^{(1)}$, les fonctions de Hankel d'ordre zéro et d'ordre un à argument complexe.

Les composantes tangentielles du champ, E_z et H_ϕ dans notre cas, doivent être continues à l'interface plasma—diélectrique et diélectrique—vide, ce qui définit quatre équations de continuité. Lorsque les expressions des champs (incluant ceux dans le plasma) sont utilisées pour exprimer ces relations de continuité, on obtient l'équation de dispersion du mode à symétrie azimutale pour un plasma radialement inhomogène (R et R' sont le rayon interne et externe du tube diélectrique) sous la forme :

$$\begin{pmatrix} (E_z)_{r=R} \\ (H_\phi)_{r=R} \\ (E_z)_{r=R'} \\ (H_\phi)_{r=R'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_z^p(R) & -J_0(\kappa_g R) & -H_0^{(1)}(\kappa_g R) & 0 \\ H_\phi^p(R) & \frac{-\varepsilon_g}{\kappa_g} J_1(\kappa_g R) & \frac{-\varepsilon_g}{\kappa_g} H_1^{(1)}(\kappa_g R) & 0 \\ 0 & J_0(\kappa_g R') & H_0^{(1)}(\kappa_g R') & -H_0^{(1)}(\kappa_v R') \\ 0 & \frac{\varepsilon_g}{\kappa_g} J_1(\kappa_g R') & \frac{\varepsilon_g}{\kappa_g} H_1^{(1)}(\kappa_g R') & \frac{-1}{\kappa_v} H_1^{(1)}(\kappa_v R') \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_z^p(0) \\ A_g \\ B_g \\ A_v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Ce système linéaire reliant le nombre d'onde k aux valeurs des intensités des champs aux interfaces est indéterminé. La solution de cet ensemble est non triviale seulement si le déterminant, d'ordre quatre, du système est nul. Toutefois, pour résoudre ce déterminant, il faut connaître à l'avance la variation spatiale de l'intensité du champ électrique dans le plasma et sa valeur sur la paroi du tube à décharge.

Dans le cas d'un plasma homogène, il suffirait de connaître la densité électronique ainsi que le rapport ν/ω pour résoudre le déterminant, une fois les paramètres de la décharge fixés (rayons du tube et fréquence de l'onde de surface). Cependant, dans le cas présent, le plasma est radialement inhomogène, car sa permittivité varie avec $n_e(r)$ et $\nu(r)$. Pour trouver une solution complète et auto-cohérente, nous devons donc résoudre, simultanément et de façon itérative, l'équation (4.2) et le déterminant obtenu à partir des valeurs des champs aux interfaces (4.7).

4.2.2 Modèle hydrodynamique : plasma à deux températures

Dans cette section, nous allons décrire les équations de conservation de l'énergie des électrons et du gaz ainsi que l'équation de Saha à deux températures, équation utilisée pour déterminer la densité électronique. Nous faisons appel au modèle de Lorentz pour un plasma faiblement ionisé afin de décrire nos décharges micro-ondes. Nous considérons que le plasma est formé de deux espèces de particules chargées (les électrons et les ions atomiques ³, Ne^+ dans le cas d'une décharge de néon) en plus des particules neutres dans l'état fondamental et dans des états excités (les états excités sont pris en compte dans l'équation de Saha). Les électrons acquièrent leur énergie dans le champ électrique de l'onde de surface, puis transfèrent celle-ci par collisions inélastiques et élastiques aux particules lourdes. Pour le néon, la fréquence de collisions inélastiques (ionisation + excitation) est négligeable devant celle des collisions élastiques pour le transfert de quantité de mouvement, la perte d'énergie des électrons par collisions élastiques (chauffage du gaz) étant de ce fait le mécanisme collisionnel dominant sur une large plage de conditions de décharge.

³Un modèle plus complet nous obligerait à tenir compte également des ions moléculaires [20].

Équation de conservation de l'énergie des électrons

En négligeant les pertes d'énergie radiatives et par collisions inélastiques, l'équation de conservation de l'énergie des électrons s'écrit [3] :

$$\nabla \cdot (\lambda_e \nabla T_e) + \sigma |E|^2 - \frac{3}{2} \delta_{Ne} k_b \nu n_e (T_e - T_g) = 0, \quad (4.8)$$

où $\delta_{Ne} = 2m_e/M$, M étant la masse du néon, et T_e et T_g sont respectivement la température des électrons et celle du gaz. La conductivité thermique des électrons est notée λ_e , $|E| = \sqrt{|E_{zp}|^2 + |E_{rp}|^2}$ est l'intensité du champ micro-ondes dans le plasma (voir section 4.2.1) et k_b la constante de Boltzmann ($1.38 \times 10^{-23} J/K$). La conductivité électrique du plasma, notée σ , s'écrit dans le cadre du modèle de Lorentz sous la forme :

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e} \frac{\nu}{\nu^2 + \omega^2}. \quad (4.9)$$

La fréquence de collisions élastiques ν représente la somme des fréquences effectives de collisions électron-neutre et électron-ion pour le transfert de quantité de mouvement :

$$\nu = \nu_{ea} + \nu_{ei}. \quad (4.10)$$

La fréquence de collisions électron-neutre ν_{ea} est donnée par l'expression :

$$\nu_{ea}[s^{-1}] = 1.09 \cdot 10^{11} T_e^{0.725}[eV] \frac{p[Torr]}{T_g[K]}, \quad (4.11)$$

et la fréquence de collisions électron-ion est [6] :

$$\nu_{ei}[s^{-1}] = 4.8 \frac{n_e}{T_e^{3/2}} \ln\left(\frac{2\lambda_D}{r_0}\right) \cong 4.8 \frac{n_e}{T_e^{3/2}} \ln\left(\frac{T_e^{3/2}}{1.21 \cdot 10^{-4} \sqrt{n_e}}\right), \quad (4.12)$$

où λ_D est la longueur de Debye et r_0 le rayon de Landau.

Dans le cas d'une FDEE de type Maxwell-Boltzmann, la conductivité thermique des électrons peut être calculée à partir du coefficient de diffusion libre D_e des électrons [7] :

$$\lambda_e = \frac{5}{2} \frac{n_e k_b T_e}{m_e \nu} \equiv \frac{5}{2} n_e D_e. \quad (4.13)$$

Équation de conservation de l'énergie du gaz

L'équation différentielle décrivant la conservation de l'énergie du gaz et permettant d'obtenir la distribution radiale de sa température se lit :

$$\nabla \cdot (\lambda_g \nabla T_g) + \frac{3}{2} \delta_{Ne} k_b \nu n_e (T_e - T_g) = 0, \quad (4.14)$$

où λ_g est la conductivité thermique des atomes et des ions (la contribution des ions est négligeable dans l'intervalle de température considéré). La variation de λ_g en fonction de T_g est obtenue par le logiciel de calcul thermodynamique T&T winner [8], distribué par le laboratoire de Limoges.

Équation de Saha à deux températures

Dans la plupart des modèles utilisés pour décrire les décharges électriques entretenues à la pression atmosphérique, la densité électronique (ou le degré d'ionisation) est tirée de l'équation de Saha [9]. Ceci tient au fait que ces modèles décrivent des décharges électriques à forte densité électronique ($\geq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) et, donc, proches de l'équilibre thermodynamique local (*ETL*), comme c'est le cas pour un arc électrique ou une décharge inductive (*ICP*). Plusieurs variantes de l'équation de Saha ont été utilisées à cette fin, notamment l'équation dérivée par Prigogine [10], plus connue sous le nom d'équation de Saha à deux températures. Bien qu'il s'agisse de modéliser une décharge micro-ondes entretenue à la pression atmosphérique dans l'argon, décharge où la densité électronique est faible ($\leq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) comparativement, par exemple, à celle d'une décharge *ICP*, Nowakowska *et al.* [3] ont quand même utilisé l'équation de Saha à deux températures. Leurs résultats semblent malgré tout prédire assez correctement le comportement global d'une telle décharge : l'ordre de grandeur des paramètres du plasma (densité et températures) est comparable aux valeurs expérimentales dans leurs conditions de décharge. Ceci signifie que les pertes par diffusion sont effectivement négligeables devant les pertes par recombinaison en volume, une condition nécessaire pour que l'équation de Saha décrive correctement le

bilan local entre l'ionisation et la recombinaison : la dépendance exponentielle de n_e en fonction de T_e de l'équation de Saha (4.15) décrit adéquatement le comportement d'une décharge contractée. Cependant, dans notre cas, cette équation sous-estime les pertes de particules chargées par recombinaison en volume, puisque les pertes par recombinaison dissociative n'y sont pas incluses. Ces pertes sont, dans nos conditions, plus importantes que celles par recombinaison en volume à trois corps intervenant dans l'équation de Saha classique. Nous traiterons plus en détail ces questions à la fin de ce chapitre.

L'équation de Saha à deux températures s'écrit [10] :

$$n_e \left(\frac{n_e}{N_a} \right)^{T_g/T_e} = 2 \frac{Z_i}{Z_a} \left(\frac{2\pi m_e k_b T_e}{h} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_I - \Delta E_I}{k_b T_e} \right), \quad (4.15)$$

où N_a est la densité des atomes déterminée à partir de l'équation d'état des gaz rares :

$$N_a = \frac{p}{k_b T_g}, \quad (4.16)$$

et Z_i et Z_a sont, respectivement, les fonctions de partition des ions et des atomes, h la constante de Planck et E_I le potentiel d'ionisation. Le terme ΔE_I , qui tient compte de l'abaissement du potentiel d'ionisation, est donné par [9] :

$$\Delta E_I = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\lambda_D}. \quad (4.17)$$

Bilan local de puissance

Pour déterminer les différents paramètres du plasma de façon auto-cohérente, nous allons établir le bilan de la puissance en z ⁴. En négligeant l'inhomogénéité axiale des paramètres du plasma, la densité linéaire de puissance absorbée en z par le plasma (et donc perdue par l'onde) s'écrit :

$$L(z) = 2\pi \int_0^R \sigma(z) |E(z)|^2 r dr. \quad (4.18)$$

⁴Cela est possible pour les plasmas d'onde de surface mais n'est pas vrai, en général, pour tous les plasmas micro-ondes. En effet, le flux de puissance $P(z)$ émis par l'applicateur n'est pas nécessairement toujours absorbé entre z et $z + dz$ de la colonne de plasma

Ainsi, nous disposons maintenant d'un ensemble complet d'équations permettant de décrire nos décharges une fois les conditions aux limites précisées pour chacune des équations. En pratique, pour chaque valeur de $L(z)$, nous pouvons obtenir les profils radiaux de $T_e(r)$, $T_g(r)$, $n_e(r)$, $|E(r)|$, ainsi que les valeurs de $\alpha(L)$ et $\beta(L)$ en résolvant simultanément les équations (4.2)–(4.7), (4.8), (4.14), (4.15) et (4.18) et en imposant les diverses conditions aux limites (tableau 4.1). La valeur de la température du gaz à la paroi est choisie d'après nos résultats expérimentaux [11], [Chapitre 3].

	T_e	T_g	$\xi(r) \equiv E_z(r) / E_z(0) $
$r = 0$	$\frac{dT_e}{dr} = 0$	$\frac{dT_g}{dr} = 0$	$\xi = 1, \frac{d\xi}{dr} = 0$
$r = R$	$\frac{dT_e}{dr} = 0$	$T_{g\text{paroi}}$	—

Tableau 4.1 : Conditions aux limites utilisées pour résoudre le système d'équations différentielles décrivant nos décharges.

Structure axiale de la décharge

Dans l'introduction de ce chapitre, nous avons brièvement introduit l'approximation de l'*uniformité locale* dans un plasma d'onde de surface. Nous avons souligné que cette hypothèse est particulièrement valide dans le cas des décharges radialement contractées [3]. Toutefois, l'approche poursuivie dans notre travail diffère de celle utilisée précédemment par Nowakoska *et al.*[3]. En effet, en plus de supposer une décharge axialement homogène, ces auteurs ont considéré, dans leur calcul des

propriétés de propagation et d'atténuation de l'onde de surface, un plasma radialement homogène. Cette approximation n'est valide que lorsque l'inhomogénéité du champ électrique est négligeable (en pratique pour des décharges entretenues dans des tubes de très faible diamètre, $R \leq 1$ mm). Dans notre approche, nous avons pris en compte l'inhomogénéité radiale du plasma d'onde de surface, ce qui nous permet de traiter l'influence de l'effet de peau du champ E sur la contraction et la filamentation.

La structure axiale de la décharge est obtenue en deux étapes. Dans un premier temps, les paramètres du plasma ainsi que ceux de l'onde de surface sont tirés du modèle radial décrit précédemment. Cela nous conduit à $\alpha(L)$, la relation entre la densité de puissance absorbée en z par le plasma et le coefficient d'atténuation de l'onde à cette position axiale. Par la suite, en établissant le bilan, toujours en z , du transfert de flux de puissance $P(z)$ de l'onde au plasma, il est possible d'obtenir la structure axiale de la décharge. En effet, cette condition s'écrit :

$$L(z) \equiv -\frac{dP}{dz} = 2\alpha(L)P(z) , \quad (4.19)$$

de laquelle, en prenant la dérivée logarithmique, nous obtenons la variation axiale de la densité de puissance L [18, 19] :

$$\frac{dL(z)}{dz} = -2\alpha(L)L(z) \left(1 - \frac{L(z)}{\alpha(L)} \frac{d\alpha(L)}{dL} \right)^{-1} , \quad (4.20)$$

et, par conséquent, la structure axiale de la décharge, puisque tous les paramètres du plasma dépendent uniquement de L .

4.3 Résultats et discussion

4.3.1 Profils radiaux des paramètres du plasma

Les résultats des simulations numériques, que nous allons présenter, ont été obtenus pour une décharge de néon entretenue à la pression atmosphérique à différen-

tes valeurs de la densité linéaire de puissance (L). La fréquence, la pression du gaz ainsi que le rayon du tube à décharge sont des paramètres fixés servant à reproduire des conditions opératoires données. Dans notre modèle, les paramètres du plasmas (T_g , T_e et n_e) et ceux de l'onde de surface ($|E|$, $k = \beta + j\alpha$) sont déterminés simultanément.

La figure 4.2 présente la variation radiale des paramètres du plasma, pour $L = 6$ W/cm et $T_g(R) = 900$ K (cette dernière valeur est choisie en accord avec nos résultats expérimentaux) dans un tube à décharge de 3 mm de rayon interne. Les simulations montrent que $T_g \ll T_e$ sur toute la section radiale de la décharge (voir figs 4.2 (a) et 4.2 (b)), indiquant clairement que le plasma est hors équilibre thermodynamique local. Le chauffage du gaz est fortement inhomogène sur la section radiale de la décharge, T_g décroissant de 1900 K sur l'axe à 900 K sur la paroi. La température électronique est, par ailleurs, de 12000 K (~ 1 eV) sur l'axe de la décharge et décroît de 1500 K pour atteindre ~ 10500 K à la paroi. La figure 4.2 (c) présente la variation radiale de la densité électronique. Le profil obtenu, de forme exponentielle, représente bien une décharge radialement contractée où les électrons sont concentrés dans la région autour de l'axe de la décharge (filament de plasma). La densité électronique calculée décroît de 1.3×10^{14} cm $^{-3}$ sur l'axe à 3.6×10^{12} cm $^{-3}$ sur la paroi du tube, soit une diminution de près de deux ordres de grandeur sur une distance radiale de 3 mm. La figure 4.2 (d) donne la variation radiale de la fréquence de collisions élastiques pour le transfert de la quantité de mouvement, normalisée à la pulsation du champ. Rappelons que la fréquence de collisions élastiques est proportionnelle à la densité des atomes (voir eq. 4.16). Ainsi, en allant de l'axe vers la paroi T_g diminue, ce qui fait que la densité des atomes augmente, d'où l'accroissement correspondant de la fréquence de collisions ν .

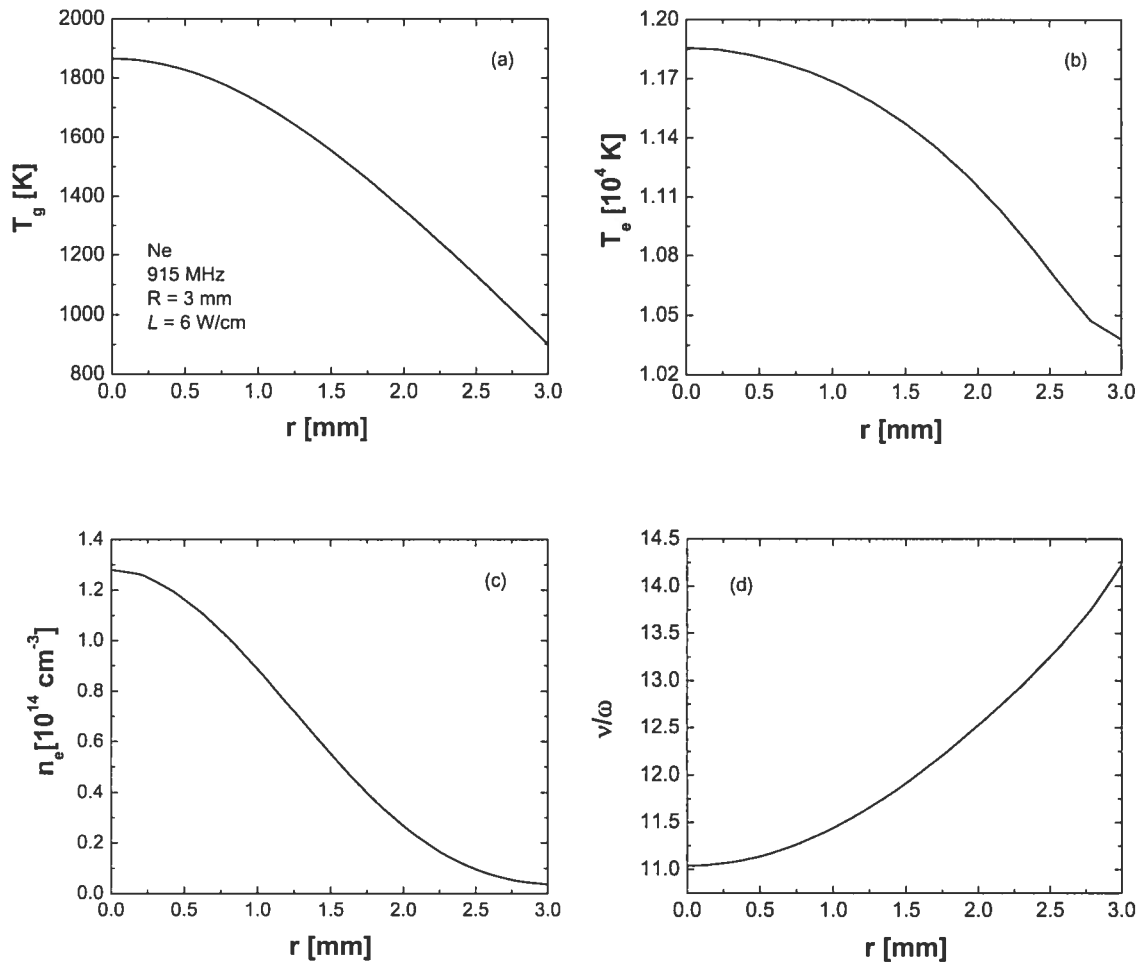


Figure 4.2 : Distributions radiales (a) de la température du gaz T_g , (b) de la température électronique T_e , (c) de la densité électronique n_e et (d) du rapport $\frac{\nu}{\omega}$ dans le néon, pour un tube de 3 mm de rayon interne et à une densité linéaire de puissance $L = 6$ W/cm.

Le profil radial de l'intensité du champ électrique total $(\sqrt{|E_{zp}|^2 + |E_{rp}|^2})$ et de ses deux composantes radiale et axiale sont représentés sur la figure 4.3. Les conditions de décharges sont identiques à celles de la figure 4.2. Nous observons que l'intensité du champ électrique croît de l'axe vers la paroi. Dans le cas présent, le gradient du champ électrique est plus important que pour un plasma considéré comme homogène sur la section radiale, où la variation de l'intensité du champ serait représentée par la fonction de Bessel $J_0(\sqrt{\kappa_p}r)$ [12]. Par ailleurs, bien que dans le cœur de la décharge ($r < 2$ mm) l'intensité de la composante radiale $|E_{rp}|$ du champ électrique soit presque nulle, son intensité augmente sensiblement vers la paroi, et l'inhomogénéité du champ total dans cette région est due en partie à celle de la composante radiale, comme on peut le voir sur la figure. Cette augmentation de la composante $|E_{rp}|$ —semblable à celle observée dans une décharge d'argon à basse pression [13]—est due à la faible valeur de la densité électronique de la décharge dans la région voisine de la paroi (voir équation 4.3) et à la variation radiale du rapport ν/ω . La variation de l'intensité de la composante axiale du champ électrique est, en fait, déterminée à la fois par la valeur moyenne de la densité électronique et par le rapport ν/ω : plus la densité moyenne est élevée, plus le gradient de l'intensité du champ est important, alors qu'un plasma fortement collisionnel ($\nu \gg \omega$), tend, au contraire, à réduire ce gradient. En fait, la variation radiale du rapport ν/ω a une influence différente sur la composante axiale $|E_z|$ que sur la composante radiale $|E_r|$ de l'intensité du champ électrique. La croissance de ν/ω vers la paroi diminue faiblement le gradient de la composante axiale $|E_z|$ et augmente fortement le gradient de la composante radiale $|E_r|$. Cette dernière augmentation est principalement reliée à la permittivité du plasma via le terme $\frac{1}{\kappa_p^2}$ apparaissant dans (4.3). Au final, l'inhomogénéité radiale de l'intensité du champ électrique total $|E|$ augmente.

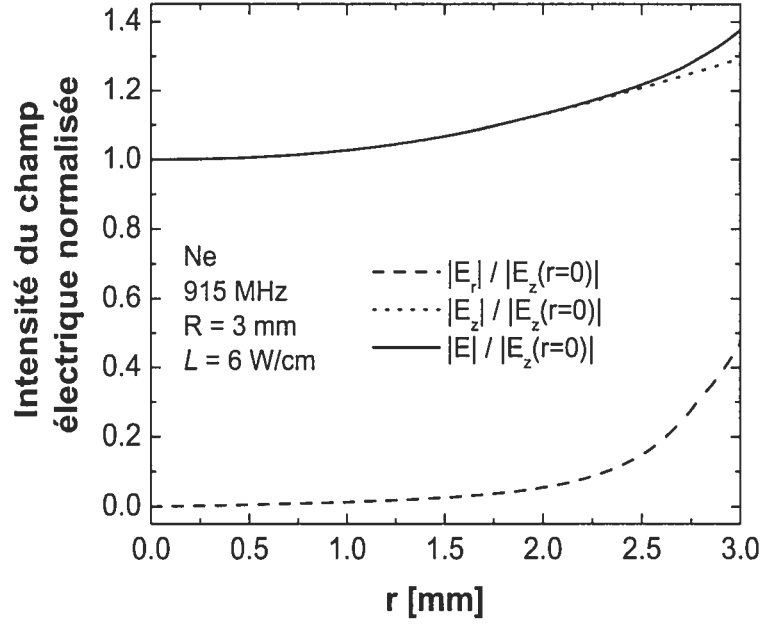


Figure 4.3 : Profil radial de l'intensité totale du champ électrique de l'onde de surface $|E|$ et de ses composantes axiale $|E_z|$ et radiale $|E_r|$, normalisée à $|E_z(r = 0)|$ pour les mêmes conditions de décharge que'à la figure 4.2.

4.3.2 Influence de la densité de puissance

La figure 4.4 présente la variation radiale des paramètres du plasma et de l'intensité du champ électrique pour diverses valeurs de L , dans une décharge de néon entretenue à 915 MHz et pour $R = 3$ mm. Nous constatons, d'après la figure 4.4(c), que plus L est élevée, plus le profil de la densité électronique s'élargit et donc moins le plasma est contracté. L'élargissement du profil de la densité électronique est dû principalement à la fois à la croissance et à la variation radiale de la température électronique T_e (fig. 4.4 (b)). Cette dernière variation est liée à la variation radiale de l'intensité du champ électrique. Par ailleurs, plus la densité de puissance augmente, plus l'inhomogénéité de l'intensité du champ électrique augmente (fig. 4.4 (d)), réduisant l'influence de la densité électronique sur la température électronique et rendant le profil radial de T_e plus plat. Par ailleurs, nous notons qu'aux fortes valeurs de L la densité électronique sur l'axe cesse d'augmenter à la différence de ce

qui passe aux faibles valeurs de L (vers la fin de colonne). Proche de l'applicateur, comme nous venons de le noter, l'augmentation de L se traduit par une diminution de la contraction de la décharge.

La valeur de la température du gaz de même que son gradient (fig. 4.4 (a)) croissent à cause de l'augmentation de la densité électronique et de l'élargissement du profil de celle-ci (fig. 4.4 (c)). En effet, au fur et à mesure que L augmente, donc, n_e croît, la fréquence de collisions élastiques pour le transfert de quantité de mouvement augmente et le chauffage du gaz est plus important. La température électronique (fig 4.4 (b)) augmente également avec L (sauf aux très fortes valeurs de L près de l'axe) alors que son gradient, au contraire de T_g , tend à s'aplanir. Cette forme de variation de T_e est due à l'inhomogénéité du champ électrique et au transport de l'énergie des électrons par conduction thermique (premier terme de gauche dans l'équation (4.8)).

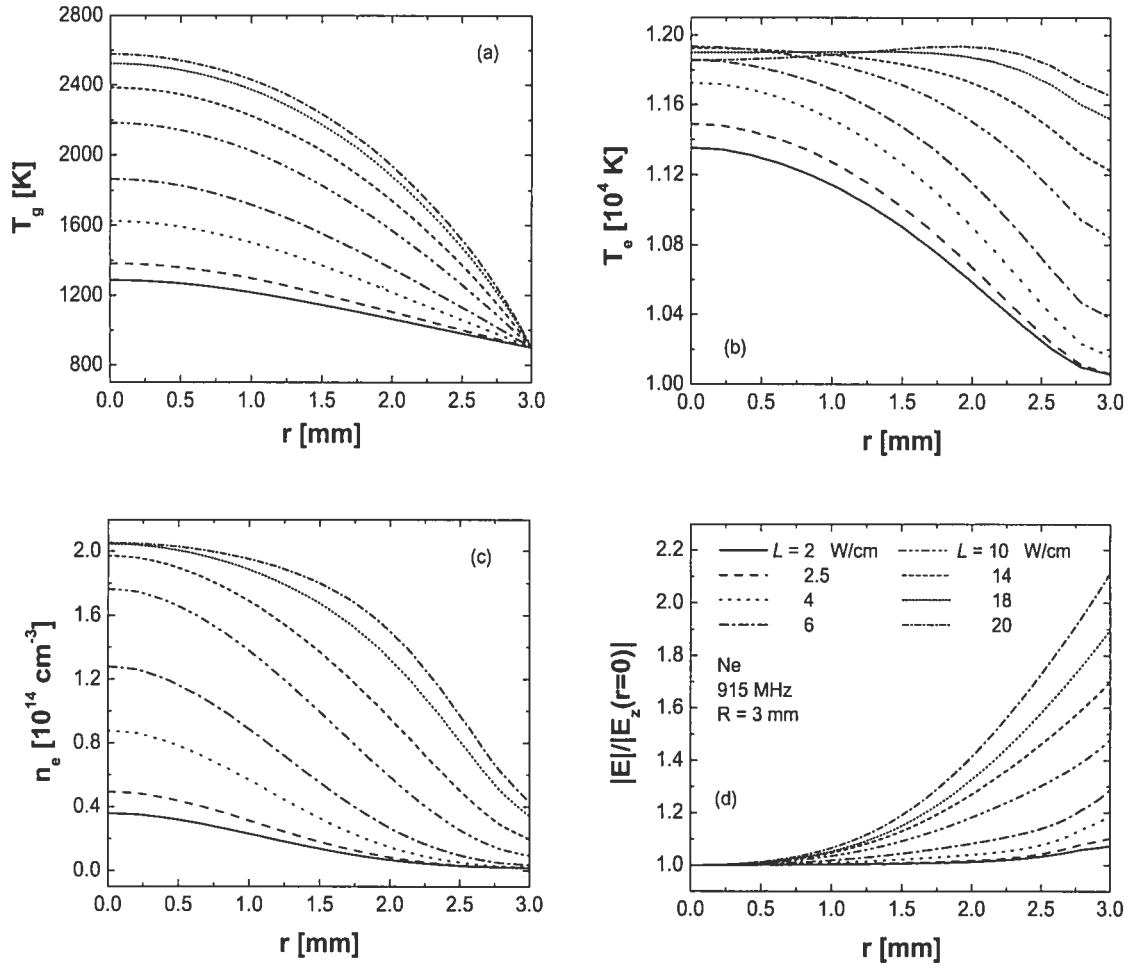


Figure 4.4 : Distributions radiales (a) de la température du gaz T_g , (b) de la température électronique T_e , (c) de la densité électronique n_e et (d) de l'intensité du champ électrique normalisée $|E|/|E_z(r=0)|$, pour une décharge de néon à 915 MHz dans un tube de 3 mm de rayon interne, à différentes valeurs de la densité linéaire de puissance L .

La figure 4.5 présente la variation en r et z des température T_e et T_g et de n_e , pour une décharge de néon entretenue à 915 MHz dans un tube de 3 mm de rayon interne. La variation axiale des paramètres du plasma est obtenue à partir de celle de la densité de puissance (voir Sec. 4.2.2). On constate de nouveau que le gradient radial de T_e s'aplatit lorsque z (donc $L(z)$) augmente alors, qu'au contraire, celui de T_g s'accroît. La figure 4.6 montre la distribution axiale de la densité de puissance, de la densité électronique moyenne ainsi que celle du coefficient d'atténuation de l'onde toujours pour les mêmes conditions de décharge. La densité électronique moyenne $\overline{n_e(z)}$ suivant une section de la colonne de plasma est définie par la relation :

$$\overline{n_e(z)} = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R n_e(r, z) 2\pi r dr \quad (4.21)$$

Nous remarquons que sa variation axiale est semblable à celle de la densité de puissance, puisque la densité moyenne est proportionnelle à cette dernière. Par ailleurs, à l'exception de la fin de colonne, le coefficient d'atténuation présente une faible variation axiale ; cet effet a déjà été observé expérimentalement dans une décharge d'argon entretenue à 915 MHz [14].

4.3.3 Influence de la fréquence d'excitation du champ

Nous avons montré au chapitre précédent, de façon expérimentale, que la fréquence d'excitation influence la distribution radiale de la densité électronique et donc la contraction et la filamentation de la décharge. Nous avons également observé que la distribution radiale de la température du gaz dépend faiblement de la fréquence d'excitation. Il est possible à partir de notre modèle de contrôler l'influence de ce paramètre sur les propriétés de la décharge. La figure 4.7 montre la distribution radiale des paramètres du plasmas ainsi que le profil radial de l'intensité du champ électrique calculés aux fréquences de 200, 600, 915 et 2450 MHz, dans une décharge de néon à la pression atmosphérique. Les distributions sont obtenues pour une même distance axiale à partir de la fin de la colonne de plasma. Dans le modèle, la fin de

colonne correspond à la position axiale à laquelle $\alpha \approx \beta$. Les simulations montrent que l'inhomogénéité du champ électrique (fig. 4.7(d)) est relativement faible lorsque la fréquence se situe entre 200 et 915 MHz. Par conséquent, les distributions radiales de T_e et n_e présentent également très peu de changement pour $f \leq 915$ MHz, comme nous l'avons observé expérimentalement à partir des profils de l'intensité lumineuse totale et de ceux de la densité électronique (voir figures 3.9 et 3.14). En y regardant de très près, nous observons, d'après les figs. 4.7 (b) et (c), que les distributions de T_e et n_e s'élargissent très légèrement lorsque la fréquence augmente de 200 à 915 MHz : ces différences minimales sont sans doute difficilement observables. À 2450 MHz, l'inhomogénéité du champ augmente très fortement (fig. 4.7 (d)) et il en résulte un redressement radial de la température électronique de l'axe vers la paroi (fig. 4.7 (b)). De ce fait, la distribution de n_e présente un maximum hors axe car l'ionisation est, dans ce cas, plus importante dans la région périphérique du filament alors que les pertes par diffusion y sont négligeables.

Par ailleurs, nous n'observons que très peu de changement sur la distribution radiale de la température du gaz lorsque la fréquence varie entre 200 et 2450 MHz (fig. 4.7 (a)), comme cela a été observé expérimentalement. La température du gaz est inchangée car, pour une position axiale fixe voisine de la fin de colonne, la densité électronique moyenne est sensiblement la même, quelle que soit la fréquence d'excitation (voir plus loin). Toutefois, nous observons une baisse de T_g à 2450 MHz sur l'axe de la décharge et un changement dans son profil à cause de l'influence de la variation radiale de la densité électronique (fig. 4.7 (c)).

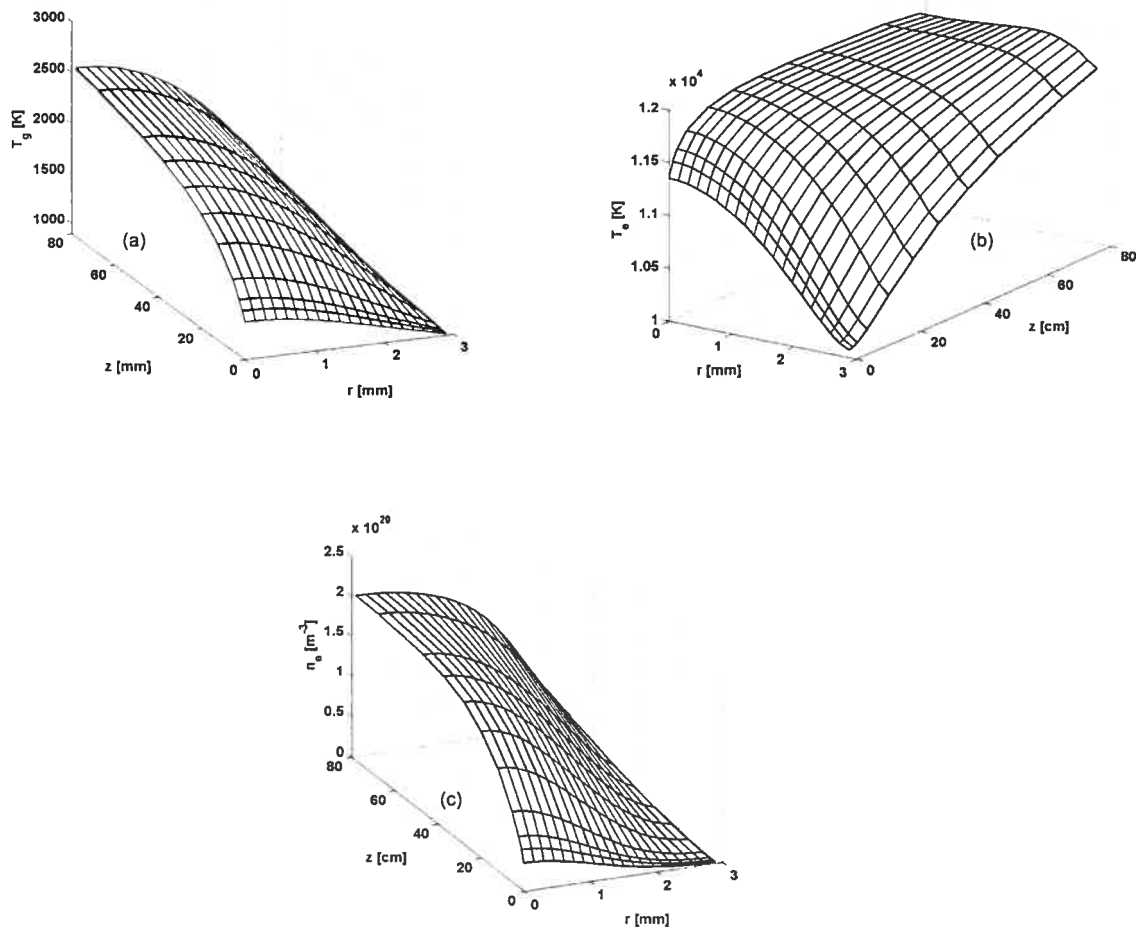


Figure 4.5 : Évolution tridimensionnelle des paramètres du plasma : (a) température du gaz T_g , (b) température électronique T_e et (c) densité électronique n_e dans le néon à une fréquence de l'onde de 915 MHz et dans un tube de 3 mm de rayon interne. La position axiale $z = 0$ correspond à la fin de la colonne de plasma.

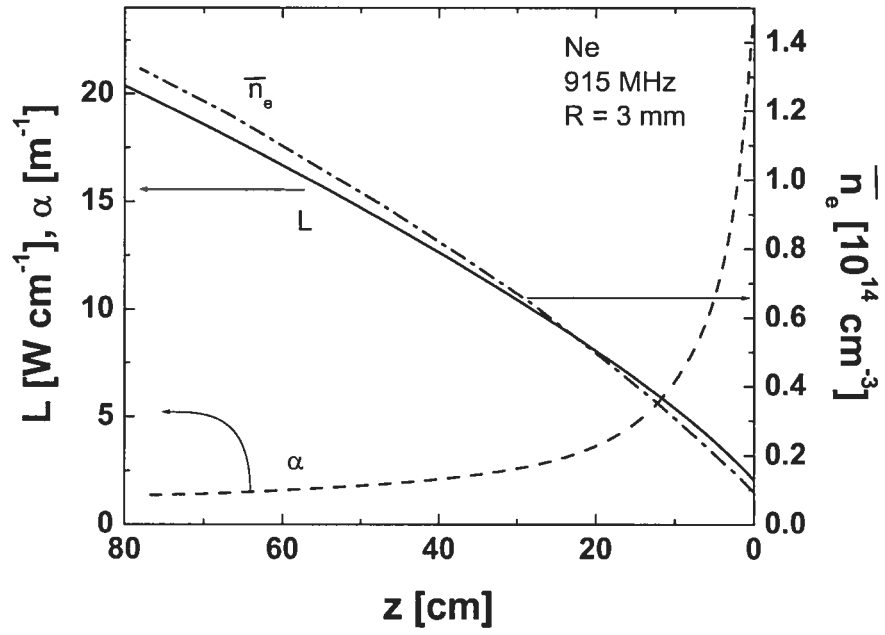


Figure 4.6 : Variation axiale du coefficient d'atténuation de l'onde, α , de la densité linéaire de puissance, L , et de la densité électronique moyenne, \bar{n}_e , dans le néon à 915 MHz et pour un tube de rayon interne 3 mm.

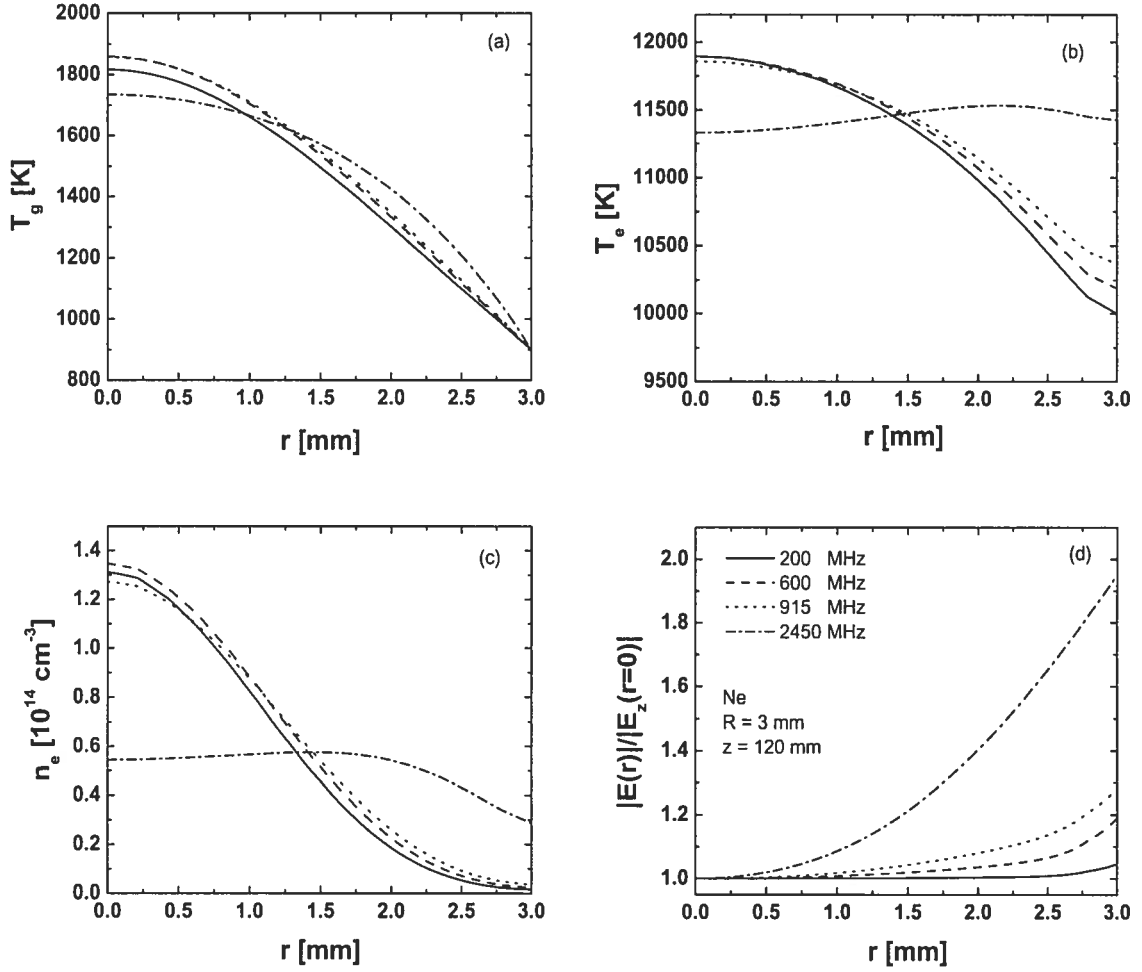


Figure 4.7 : Variation radiale (a) de la température du gaz T_g , (b) de la température électronique T_e , (c) de la densité électronique n_e et (d) du profil radial de l'intensité du champ électrique normalisée $|E|/|E_z(r=0)|$, pour une décharge de néon aux fréquences d'excitation de l'onde de surface de 200, 600, 915 et 2450 MHz à une position axiale $z = 120$ mm et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm.

Dans les plasmas micro-ondes (haute fréquence en général), comme nous l'avons dit plus haut, l'inhomogénéité de l'intensité du champ électrique croît avec l'augmentation de la densité moyenne et avec la diminution du rapport ν/ω . La variation radiale de la densité électronique peut également agir sur l'inhomogénéité du champ électrique, comme nous l'avons montré à la section 4.3.1. On peut le voir qualitativement dans le cas d'une onde plane, par exemple, où la profondeur de pénétration du champ est donnée par la relation :

$$\delta_p = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \sigma \omega}},$$

et en utilisant l'expression de la conductivité du plasma (équation 4.9), δ_p devient :

$$\delta_p = \sqrt{\frac{2m_e}{\mu_0 e^2 n_e} \frac{1 + (\nu/\omega)^2}{(\nu/\omega)}}.$$

Ainsi, la profondeur de pénétration du champ dans le plasma diminue lorsque la densité croît ou lorsque le rapport ν/ω décroît de $\nu/\omega \gg 1$ à $\nu/\omega = 1$. En effet, la variation de δ_p en fonction du rapport ν/ω présente un minimum, celui-ci étant donné par la condition $\nu = \omega$.

Dans le cas de la décharge de néon à la pression atmosphérique, l'inhomogénéité de l'intensité du champ électrique est due, principalement, à la variation du rapport ν/ω . En effet, la densité électronique moyenne croît faiblement lorsque la fréquence augmente, comme nous pouvons le constater sur la figure 4.8. Étant donné que la température du gaz varie également peu en fonction de la fréquence (ν est relativement constant, valant $\approx 4.8 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$), la variation du rapport ν/ω est due essentiellement à la variation de la fréquence d'excitation. Ainsi, lorsque f augmente de 200 à 915 MHz, le rapport ν/ω décroît de 39 à 8.3, de sorte que la condition $\nu \gg \omega$ est toujours vérifiée et l'inhomogénéité du champ est donc faible. Cependant, à 2450 MHz, la fréquence du champ devient comparable à la fréquence de collisions élastiques puisque $\nu/\omega \approx 3$, d'où l'augmentation observée de l'inhomogénéité du champ électrique à cette fréquence. L'effet de peau devrait être maximum lorsque

la fréquence du champ atteint 7.6-8 GHz, soit lorsque $\omega \approx \nu$. À cette fréquence, le diamètre du filament de plasma devrait mesurer moins de 1 mm et la filamentation de la décharge devrait être maximum (phénomène observé par M. Moisan dans une décharge d'onde de surface dans l'argon à 8 GHz).

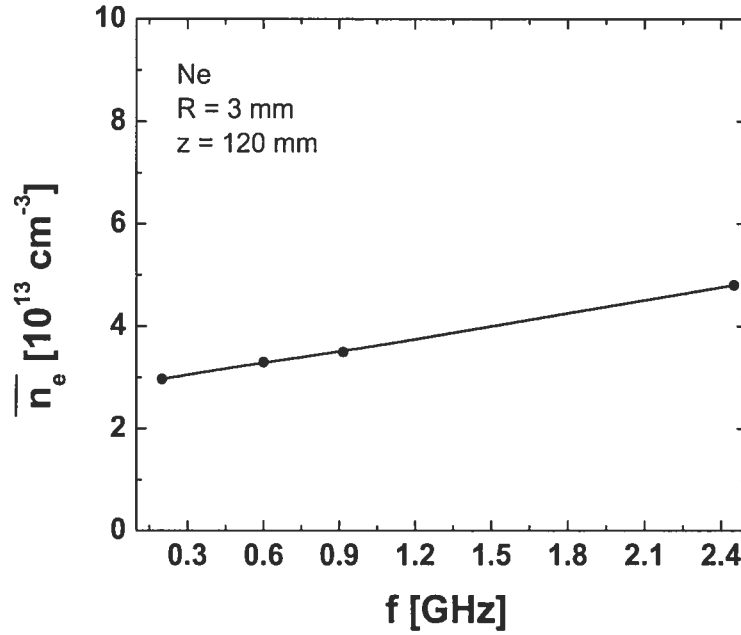


Figure 4.8 : Densité électronique moyenne \bar{n}_e en fonction de la fréquence d'excitation du champ micro-ondes dans le néon à une position axiale fixe $z = 120$ mm et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm.

Dans la partie expérimentale de ce travail, nous avons choisi de comparer les décharges à position axiale (z) fixe de la fin de colonne de plasma. Bien que ce choix soit très pratique du point de vue expérimental, ce critère reste néanmoins imparfait. Il serait plus correct de comparer les décharges à même densité linéaire de puissance (L) : fixer L dans nos décharges est équivalent à fixer le courant dans une décharge en courant continu.⁵

La figure 4.9 montre que, pour une distance axiale fixe à partir de la fin de

⁵Un autre critère serait, par exemple, de comparer les décharges à même densité électronique moyenne.

colonne, la densité linéaire de puissance est plus élevée à haute fréquence qu'à basse fréquence, conformément aux observations expérimentales. Nous avons, en effet, montré au chapitre précédent que, pour une même puissance micro-ondes absorbée, la longueur de la colonne de plasma est plus grande à 915 MHz qu'à 2450 MHz. Ceci est dû au fait que le coefficient d'atténuation de l'onde croît, particulièrement en fin de colonne, lorsque la fréquence augmente (voir fig. 4.10). Il en résulte qu'à une distance axiale fixe de la fin de colonne, la valeur de la densité électronique moyenne est plus grande à fréquence élevée (voir fig. 4.11). Autrement dit, le gradient de $\overline{n_e(z)}$ augmente avec la fréquence.

La densité électronique moyenne voisine de la fin de colonne est plus faible à fréquence élevée (fig. 4.11) : l'augmentation de la fréquence d'excitation correspond à un plus faible rapport $\frac{\nu}{\omega}$. Ce dernier influence fortement la permittivité du plasma et, par conséquent, les propriétés de dispersion de l'onde. Par ailleurs, la plus grande fréquence d'excitation détermine un plus grand coefficient de propagation de l'onde $\beta_0 = \frac{\omega}{c}$ (avec lequel l'onde commence sa propagation). À la pression atmosphérique, le coefficient de propagation β varie faiblement en fonction de la densité électronique (fig. 4.12). Le plus faible rapport $\frac{\nu}{\omega}$ et le plus grand coefficient de propagation de l'onde β lui permet d'exister à une plus faible densité électronique, car la fin de la colonne est le lieu où $\alpha = \beta$ (critère d'arrêt du calcul)(fig. 4.12).

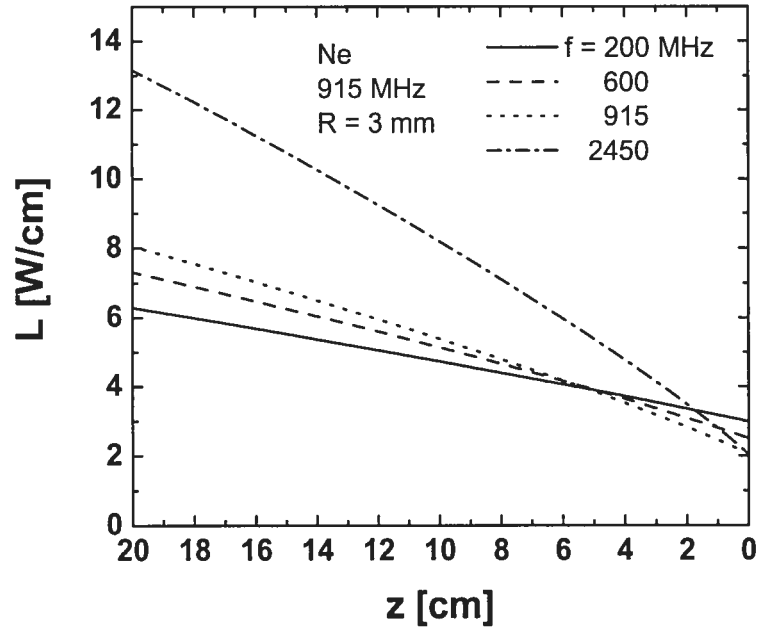


Figure 4.9 : Distribution axiale de la densité linéaire de puissance aux fréquences d'excitation de l'onde de surface de 200, 600, 915 et 2450 MHz, dans le néon et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm.

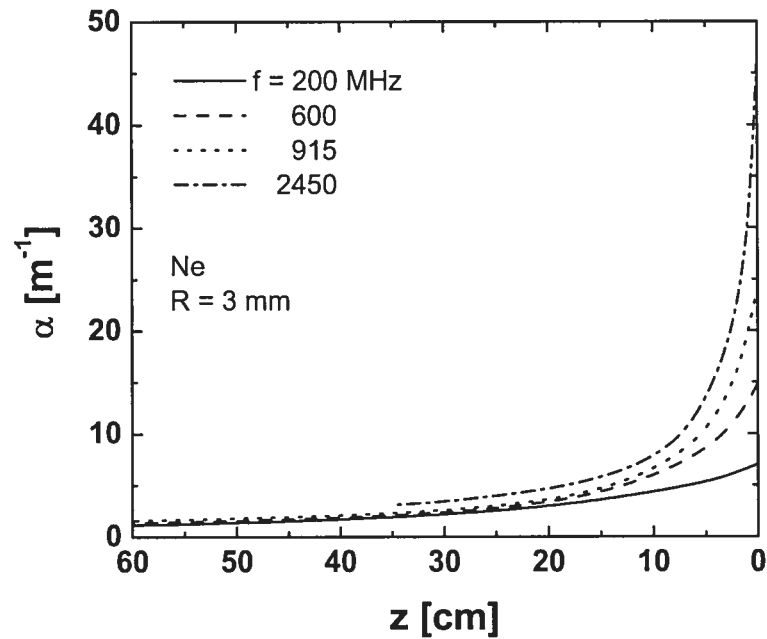


Figure 4.10 : Distribution axiale du coefficient d'atténuation α de l'onde, aux fréquences d'excitation de celle-ci de 200, 600, 915 et 2450 MHz, dans le néon et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm.

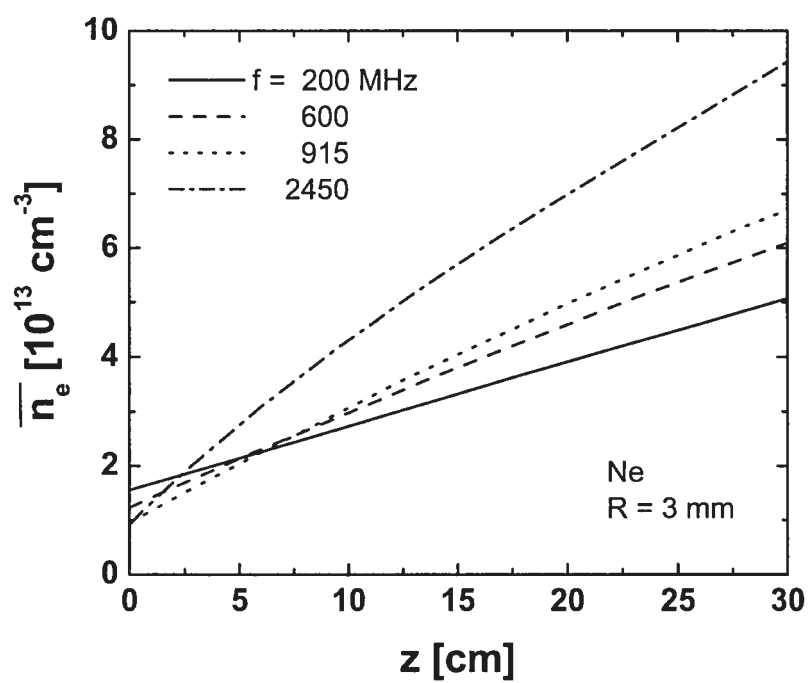


Figure 4.11 : Distribution axiale de la densité électronique moyenne à 200, 600, 915 et 2450 MHz, dans le néon et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm.

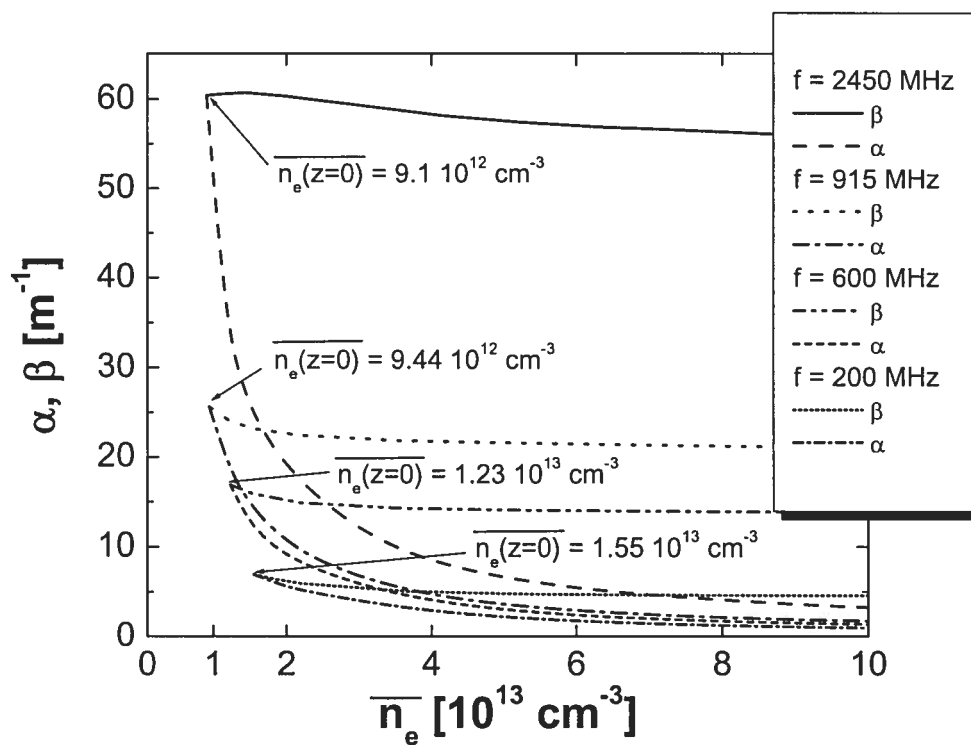


Figure 4.12 : Variation du coefficient d'atténuation, α , et de propagation, β , de l'onde de surface en fonction de la densité électronique moyenne, aux fréquences d'excitation du champ électrique de 200, 600, 915 et 2450 MHz, dans le néon et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm. Noter les points où $\alpha = \beta$ (critère d'arrêt du calcul).

Par ailleurs, nous notons que pour une densité linéaire de puissance fixe, la densité électronique moyenne est d'autant plus élevée que la fréquence est basse (cette différence se réduit cependant vers la fin de colonne, voir fig. 4.13). Ceci peut s'expliquer par le fait que la puissance requise pour maintenir un électron dans la décharge⁶ croît lorsque la fréquence d'excitation augmente. Enfin, notons que la décharge est moins contractée radialement à mesure que la fréquence croît, comme le montre la figure 4.14, et qu'elle possède une densité électronique sur l'axe qui décroît, ces deux caractéristiques étant observées expérimentalement (fig. 3.14).

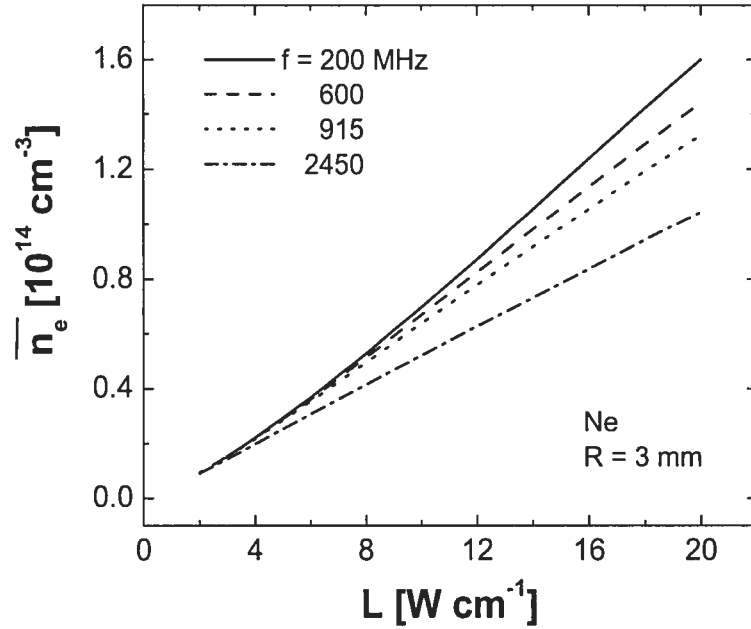


Figure 4.13 : Densité électronique moyenne en fonction de la densité linéaire de puissance aux fréquences de 200, 600, 915 et 2450 MHz, dans le néon et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm.

⁶La puissance nécessaire pour maintenir un électron dans la décharge (θ) est obtenue de l'expression suivante : $\theta(z) = \frac{L(z)}{\pi R^2 n_e(z)}$

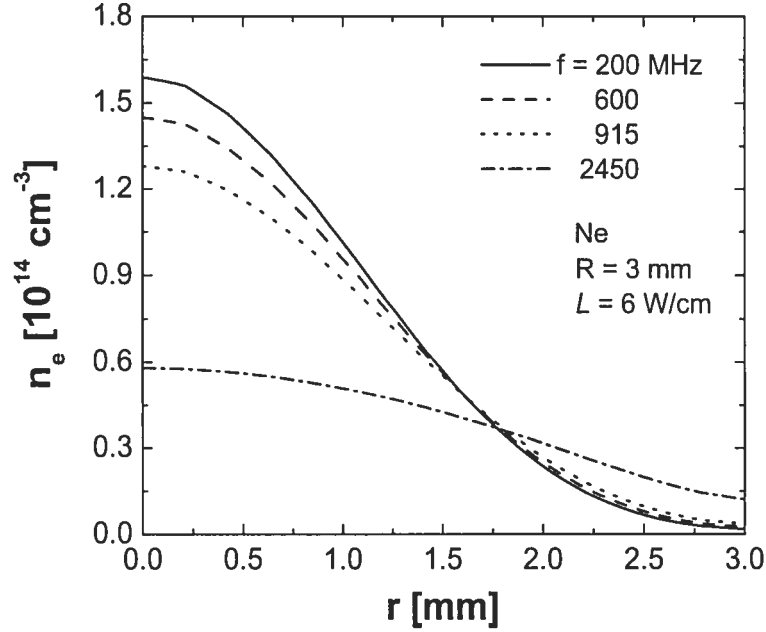


Figure 4.14 : Distribution radiale de la densité électronique aux fréquences de 200, 600, 915 et 2450 MHz, dans le néon à une densité linéaire de puissance $L = 6 \text{ W/cm}$ et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm.

4.3.4 Comparaison directe des résultats du modèle aux données expérimentales

Dans cette section, nous allons comparer les résultats des simulations directement avec les mesures expérimentales dans le but de valider de façon plus précise notre modèle. Ces mesures ont été obtenues dans une décharge de néon entretenues à 915 et 2450 MHz dans un tube de 3 mm de rayon interne (voir chapitre 3).

Décharge de néon à 915 MHz

Les figures 4.15 (a), (b) et (c) comparent les distributions mesurées et calculées de la densité électronique à différentes valeurs de z dans une décharge de néon entretenue à 915 MHz. La comparaison a lieu pour une même position axiale et aucun paramètre n'est utilisé pour ajuster les distributions calculées à celles mesurées. Les densités calculées sont plus élevées que celles obtenues expérimentalement et

le désaccord augmente au fur et à mesure que la densité de puissance augmente (z plus élevé). Cependant, nous pouvons constater que les profils radiaux calculés reproduisent fidèlement ceux mesurés, comme le montre la figure 4.15 (d), quelle que soit la position axiale. Cet accord est dû, en partie, au fait que le modèle décrit correctement la variation radiale du champ électrique. Comme on l'a déjà discuté, la variation radiale de la température électronique suit celle de l'intensité du champ électrique. Ainsi la distribution radiale de n_e dépend de l'inhomogénéité radiale du champ électrique.

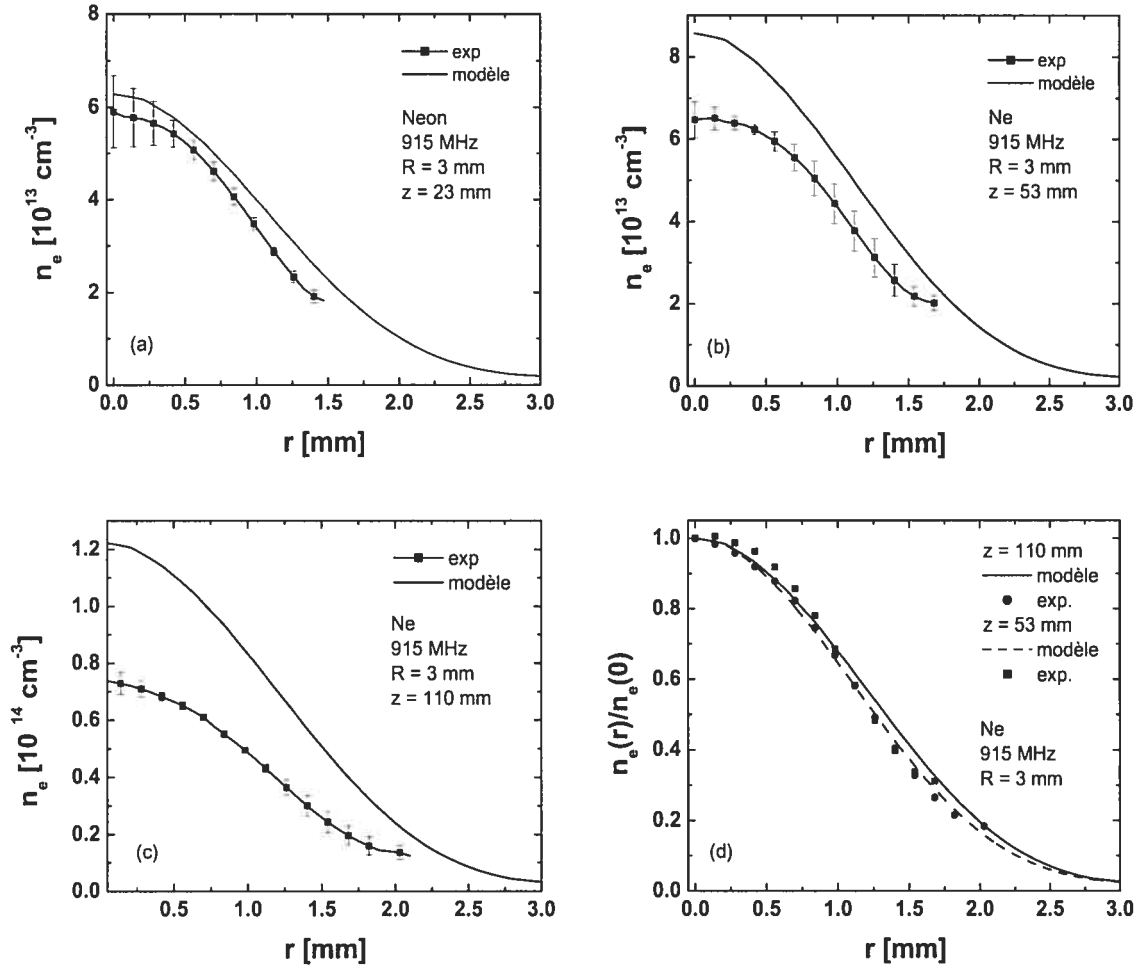


Figure 4.15 : Comparaison des distributions radiales théoriques et expérimentales de la densité électronique (fig. a, b, et c) et de leurs profils (fig. d) dans le néon à 915 MHz, pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm et à plusieurs positions axiales z .

La figure 4.16 (a) compare les distributions radiales mesurées et calculées de la température du gaz. Nous remarquons que les valeurs calculées sont assez proches de celles mesurées au moyen du radical OH. La figure 4.16 (b) traduit, sous forme de profil radial, les courbes théoriques et expérimentale du cas $z = 110$ mm de la figure 4.16 (a). Le modèle reproduit assez fidèlement les profils mesurés.

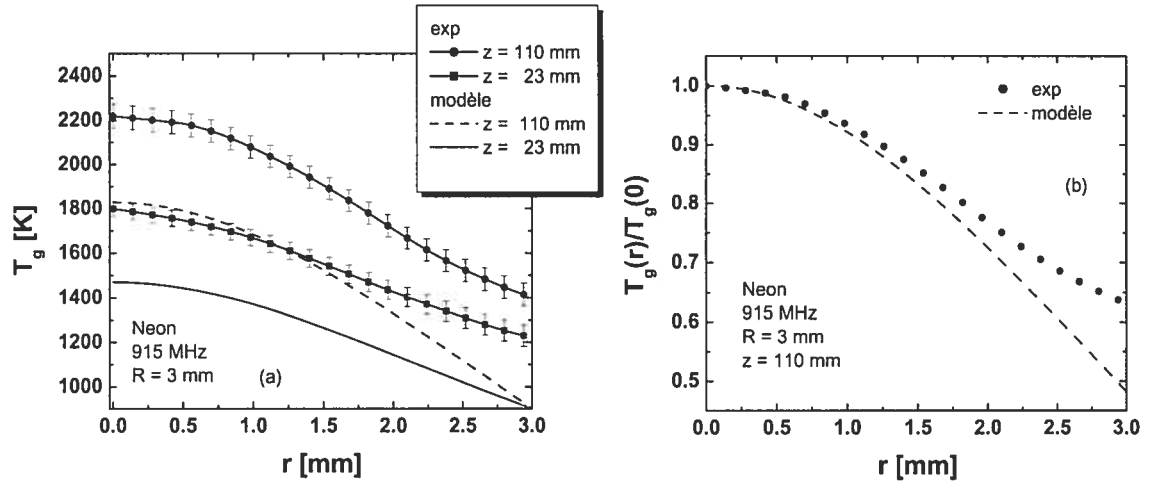


Figure 4.16 : Comparaison des distributions radiales théoriques et expérimentales a) de la température du gaz et b) de leur profil dans le néon à 915 MHz et pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm.

Décharge de néon à 2450 MHz

Les simulations numériques effectuées à 2450 MHz montrent également que les résultats du modèle sont, en général, relativement en bon accord avec les mesures obtenues par spectroscopie optique d'émission. L'ordre de grandeur de $n_e(r)$ ainsi que sa variation radiale obtenus par calcul sont en bon accord avec les mesures, comme le montre la figure 4.17. Tout, comme à 915 MHz, les valeurs calculées de la densité électronique sont plus élevées que celles mesurées par l'élargissement Stark de la raie H_β . Pour ce qui est de la température du gaz (fig. 4.18), le désaccord entre les valeurs calculées et mesurées semble être plus important à 2450 MHz qu'à 915 MHz (fig 4.16). Ceci est dû au fait que la différence entre les valeurs mesurées et

calculées de la densité électronique atteint presque 50% à 2450 MHz alors qu'à 915 MHz l'écart il est de $\sim 25\%$.

Bien que le modèle surestime les valeurs de $n_e(r)$, nous pouvons voir, d'après la figure 4.19, que les profils radiaux calculés sont en très bon accord avec ceux mesurés. En particulier, le modèle prédit la position radiale à laquelle nous observons le déplacement du maximum de la densité électronique de l'axe vers la paroi, tout juste avant la filamentation. Rappelons que le modèle est auto-cohérent et n'utilise aucun paramètre d'ajustement.

La figure 4.20 montre la distribution axiale de la densité électronique moyenne pour une décharge de néon aux fréquences de 915 et de 2450 MHz, telles que déterminées à partir des distributions radiales calculées et mesurées. L'ordre de grandeur de $\overline{n_e(z)}$ calculée est en assez bon accord avec $\overline{n_e(z)}$ tirée des distributions radiales mesurées.

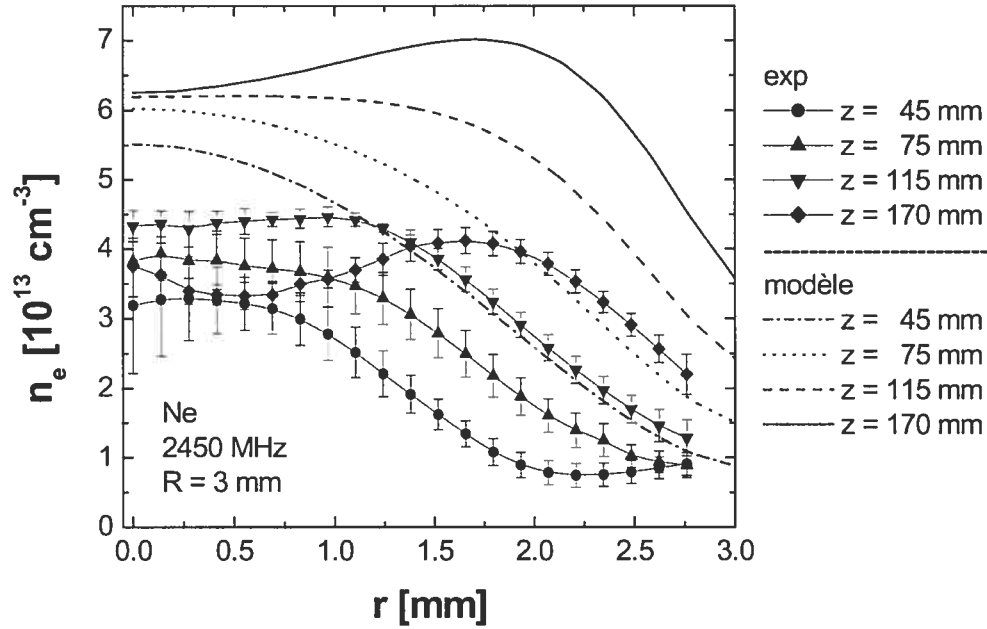


Figure 4.17 : Comparaison des distributions radiales théoriques et expérimentales de la densité électronique dans le néon à 2450 MHz, pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm et à différentes positions axiales z .

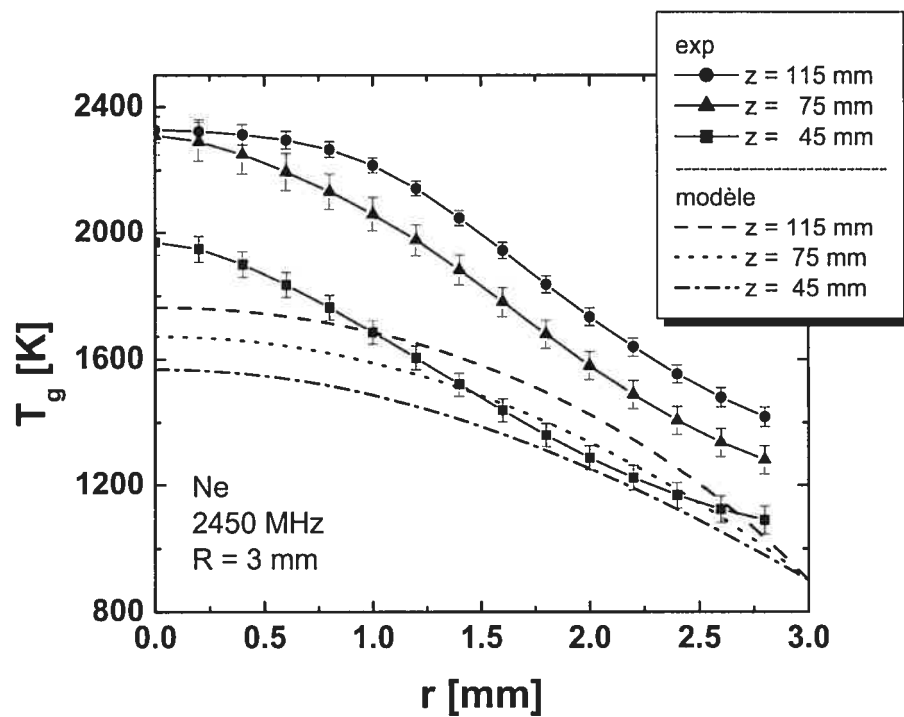


Figure 4.18 : Comparaison des distributions radiales théoriques et expérimentales de la température du gaz dans le néon à 2450 MHz, pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm et à trois positions axiales.

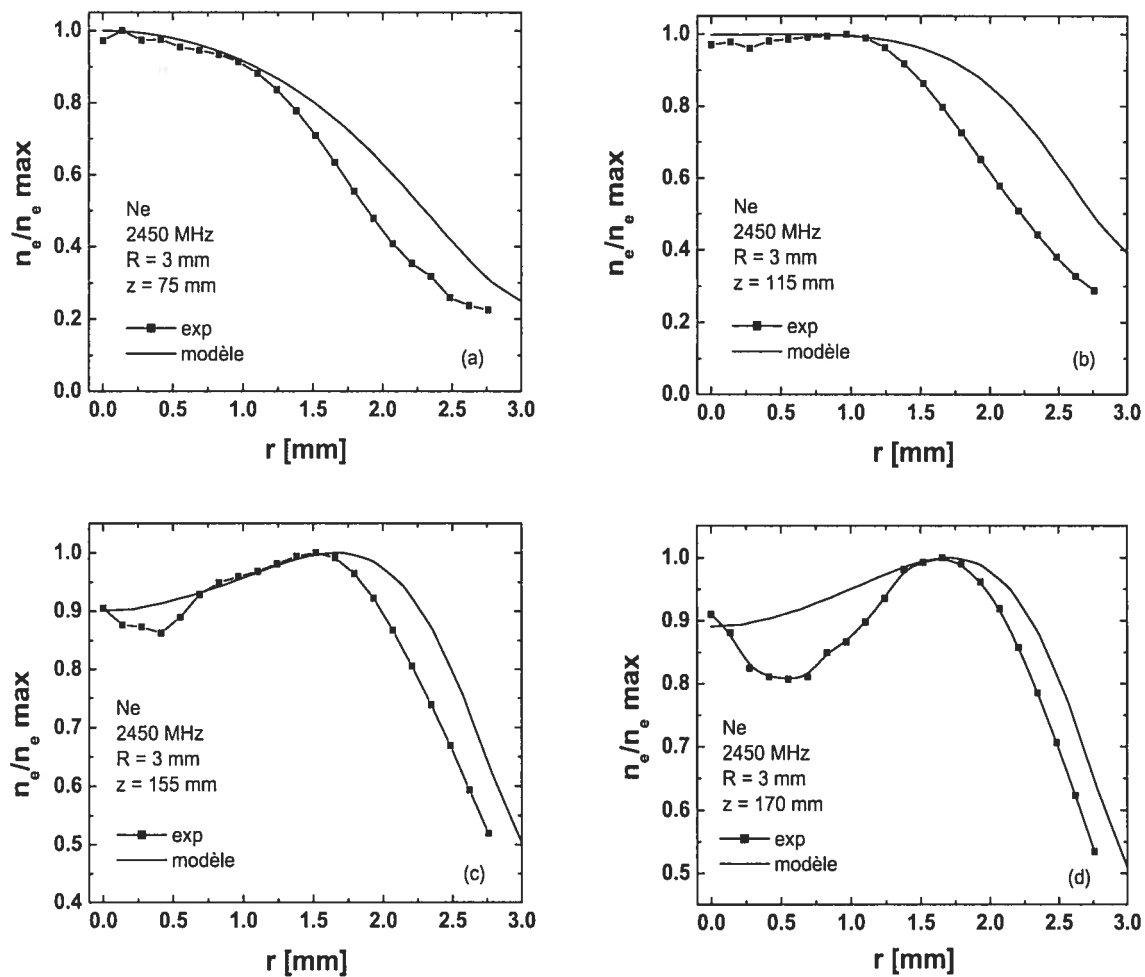


Figure 4.19 : Comparaison des profils radiaux théoriques et expérimentaux de la densité électronique dans le néon à 2450 MHz, pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm et à différentes positions axiales : (a) $z = 75$ mm, (b) $z = 115$ mm, (c) $z = 155$ mm et (d) $z = 170$ mm.

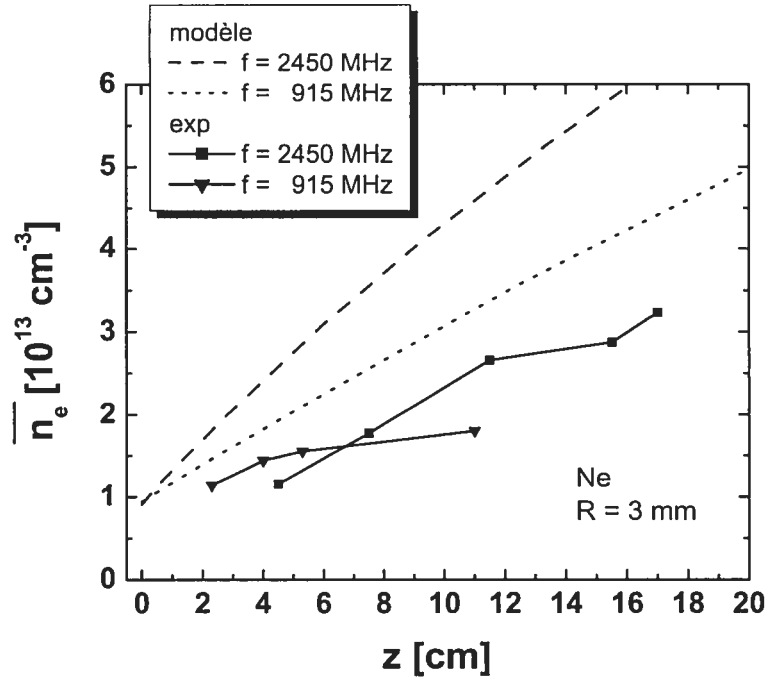


Figure 4.20 : Comparaison des distributions axiales théoriques et expérimentales de la densité électronique moyenne dans le néon, pour un tube à décharge de 3 mm de rayon interne et aux fréquences de 915 et 2450 MHz.

4.3.5 Discussion et justification des hypothèses du modèle

Rappelons que le modèle que nous venons de présenter décrit de façon auto-cohérente le couplage entre les équations de bilan d'énergie et de bilan de particules chargées et la propagation de l'onde de surface dans un milieu axialement et radialement inhomogène. Nous avons montré que ce modèle décrit relativement bien une décharge de néon entretenue à la pression atmosphérique. En particulier, le modèle rend très bien compte de l'influence de la fréquence d'excitation sur la contraction et la filamentation de la décharge.

Cependant, nous avons utilisé quelques simplifications et nous avons considéré certaines hypothèses dans la partie décrivant les équations de bilan, que nous allons maintenant discuter plus en détail.

Collisions électron-électron

En général, le plasma est créé et maintenu grâce à l'énergie absorbée par les électrons dans le champ électrique. Ces derniers sont caractérisés par une fonction de distribution en énergie qui résulte de leur mouvement aléatoire, comme conséquence des collisions élastiques et inélastiques qu'ils subissent avec les particules lourdes (atomes, ions et molécules) et des collisions coulombiennes électron-électron. Les collisions électron-électron permettent de redistribuer efficacement l'énergie des électrons entre eux. En particulier, les collisions électron-électron modifient la forme de la FDEE en peuplant sa queue (partie de haute énergie de la FDEE), dépeuplée par les collisions inélastiques (excitation et ionisation) au détriment du corps (i.e. l'énergie moyenne demeure identique). Plus la fréquence de collisions électron-électron est élevée (parce que la densité électronique est plus élevée), plus la FDEE tend vers une maxwellienne, en raison de la redistribution de l'énergie entre les électrons. Par ailleurs, les collisions élastiques entre électrons et particules lourdes (atomes et ions) contribuent également à la définition de la FDEE, en peuplant sa partie basse énergie (corps de la distribution). La compétition entre les différents types de collisions détermine la forme de la FDEE. Celle-ci peut être obtenue en résolvant numériquement l'équation de Boltzmann [15].

Dans notre modélisation, nous avons toutefois considéré une FDEE maxwellienne. Une façon de valider l'hypothèse d'une FDEE maxwellienne serait d'estimer (sans avoir à résoudre l'équation de Boltzmann) les différents processus de perte d'énergie des électrons en calculant leurs fréquence de collisions respective et à comparer celles-ci à la fréquence de collisions électron-électron (ν_{ee}). Ceci revient à estimer les temps de relaxation des différents processus relatifs à la formation de la FDEE. Dans nos conditions de décharge, les pertes d'énergie par collisions inélastiques (processus d'excitation et d'ionisation) sont négligeables devant les pertes par collisions élastiques (collisions électron-particule lourde). Dans le cas où l'inégalité $\nu_{ee} \gg \delta\nu$ est vérifiée, les collisions électron-électron sont suffisantes

pour redistribuer l'énergie des électrons et la FDEE peut être considérée proche d'une maxwellienne [15]. Ainsi la figure 4.21 montre, en effet, que la fréquence de collisions électron-électron est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celle des collisions élastiques ($\delta\nu$) sur toute la section radiale de la décharge. Nous pouvons, toutefois, supposer que l'influence de cette hypothèse incorrecte reste mineure, vu l'accord satisfaisant obtenu entre les simulations et les résultats expérimentaux.

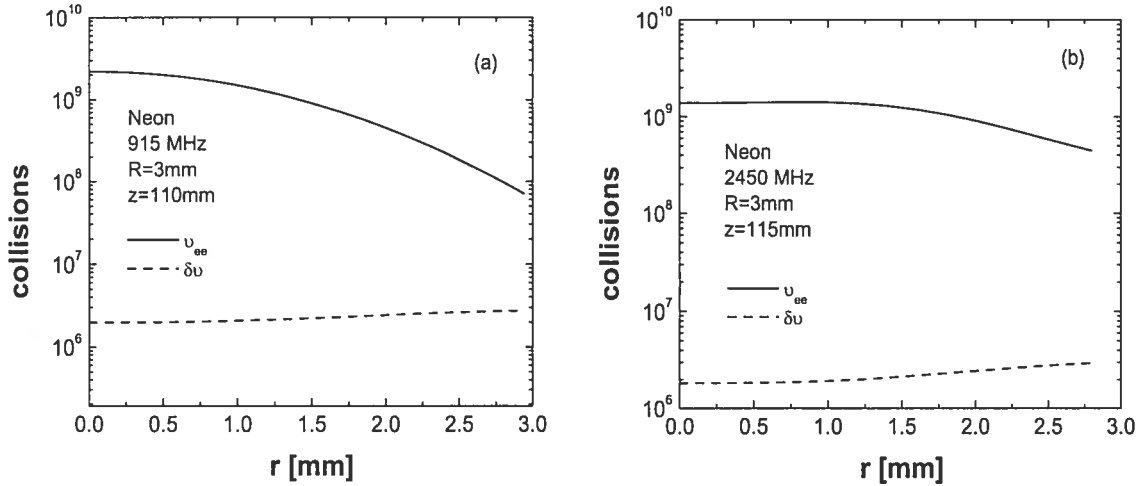


Figure 4.21 : Distribution radiale de la fréquence de collisions électron-électron et de la fréquence des collisions élastiques pour le transfert d'énergie des électrons vers les particules lourdes dans le néon à une position axiale $z = 110$ - 115 mm pour un rayon interne du tube à décharge de 3 mm et aux fréquences du champ micro-ondes de (a) 915 MHz et (b) 2450 MHz.

Précisions sur les pertes de particules chargées

Les pertes de particules chargées dans un plasma ont lieu par diffusion vers la paroi (suivie par leur neutralisation) et par recombinaison en volume. La diffusion ambipolaire contrôle les pertes de particules chargées à basse pression. Dans ce cas, les électrons et les ions diffusent vers la paroi où ils vont se neutraliser par suite d'un temps de séjour prolongé (recombinaison d'un ion et un électron). Par ailleurs, les pertes par recombinaison en volume deviennent non négligeables à pression intermédiaire (quelques torrs) et sont dominantes à la pression atmosphérique. Il existe

plusieurs types de recombinaison en volume : à trois corps, diélectronique, radiative et dissociative. Sur une large plage de pression allant de quelques torrs à la pression atmosphérique [16], la recombinaison dissociative est de loin le plus important mécanisme car son coefficient de réaction est le plus élevé. Dans notre modélisation d'une décharge de néon, nous avons uniquement pris en compte la recombinaison à trois corps, puisque nous avons utilisé l'équation de Saha pour déterminer la densité électronique. Cela implique que les pertes par diffusion et par recombinaison dissociative ont été négligées dans le bilan des particules chargées. Cette hypothèse bien que très pratique est l'une des plus discutables de notre modèle. Le désaccord entre les valeurs calculées et mesurées de la densité électronique en est une conséquence directe. Dans ce qui suit, nous allons évaluer le taux (ou la fréquence) correspondant à chacun de ces mécanismes de pertes de particules chargées afin d'apprécier l'importance de chacun d'entre eux dans nos conditions de décharge.

Diffusion ambipolaire Le taux de pertes par diffusion ambipolaire peut être estimé à partir de l'expression suivante :

$$|\Gamma_{diff}| \approx \left| \frac{D_a n_e^{max}}{\Lambda^2} \right|, \quad (4.22)$$

où n_e^{max} est la valeur maximum de la densité électronique (lorsque le profil est centré sur l'axe, nous avons $n_e^{max} \equiv n_e(0)$), D_a est le coefficient de diffusion ambipolaire et Λ représente la longueur de diffusion. Celle-ci peut être estimée à partir des données expérimentales en utilisant l'expression suivante :

$$\frac{1}{\Lambda^2} \equiv \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dg(r)}{dr} \right), \quad (4.23)$$

où $g(r)$ est le profil (distribution radial normalisée) de la densité électronique obtenu par la mesure de l'élargissement Stark de la raie H_β . Le coefficient de diffusion ambipolaire peut être calculé à partir de l'expression suivante :

$$D_a = \mu_i(T_g + T_e), \quad (4.24)$$

où μ_i est la mobilité des ions. Celle-ci vaut $6.13 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}\text{s}^{-1}$ dans le cas de l'ion moléculaire Ne_2^+ [6]. Dans le cas où nous devons considérer deux espèces ioniques, l'expression du coefficient de diffusion ambipolaire est plus complexe que l'expression 4.24 parce qu'elle doit tenir compte des mobilités des différentes espèces ioniques [6].

Recombinaison à trois corps et recombinaison dissociative Dans une décharge où les pertes de particules chargées sont contrôlées par recombinaison en volume, le taux de disparition des électrons est donné par l'expression :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} \equiv \Gamma_{rec} = -\alpha_r n_e n_i, \quad (4.25)$$

où n_i représente la densité de l'ion considéré (ion moléculaire dans le cas de la recombinaison dissociative), et α_r est le coefficient de recombinaison en volume. Son expression dépend du type de recombinaison. Dans le cas de la recombinaison à trois corps, α_r vaut (quel que soit le type de gaz atomique) [16] :

$$\alpha_r [\text{cm}^3 \text{s}^{-1}] = 8.75 \times 10^{-27} T_e^{-9/2} [\text{eV}] n_e [\text{cm}^{-3}]. \quad (4.26)$$

Dans le cas de la recombinaison dissociative, α_r est donné par l'expression suivante [17] :

$$\alpha_r [\text{cm}^3 \text{s}^{-1}] = a_0 (T_e [K] / 300)^{-b_0} \frac{(1 - \exp(-T_{nu} [K] / T_v [K]))}{(1 - c_1 \exp(-T_{nu} [K] / T_v [K]))}, \quad (4.27)$$

où T_v est la température de vibration (à la pression atmosphérique, nous supposons que $T_v \approx T_g$). Les paramètres a_0 , b_0 , c_1 et T_{nu} dépendent de la nature du gaz. Dans le cas du néon, leurs valeurs sont les suivantes :

$$T_{nu} [K] = 836, a_0 [\text{cm}^3 \text{s}^{-1}] = 18 \times 10^{-8}, b_0 = 0.43, c_1 = 0.28.$$

La figure 4.22 compare les taux de pertes des particules chargées dans une décharge de néon entretenue à 915 MHz, dans un tube de 3 mm de rayon interne. Les estimations du taux de pertes sont obtenues à partir des mesures expérimentales de

la densité électronique et de la température du gaz. La température électronique a été estimée à partir de l'équation de Saha à deux températures. Les pertes par recombinaison dissociative sont calculées pour différentes concentrations de l'ion moléculaire (5–100% de la densité électronique). Nous pouvons voir que les pertes par recombinaison dissociative sont de loin les plus importantes et cela même lorsque la concentration de l'ion moléculaire dans la décharge est faible. Nous pouvons également constater que les pertes par recombinaison à trois corps, comme attendu, sont faibles, même plus faible que par la diffusion. Cela est dû au fait que la densité électronique dans le néon est faible, dans le domaine de $10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. La recombinaison à trois corps est dominante lorsque $n_e \geq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Même lorsque les pertes par diffusion sont également plus faibles que les pertes par recombinaison, une modélisation plus rigoureuse devrait en tenir compte. En effet, bien que les pertes par diffusion soient faibles par rapport à la recombinaison dissociative sur l'axe de la décharge, ce n'est pas le cas proche de la paroi où, suivant la concentration de l'ion moléculaire, elles peuvent être le mécanisme principal de pertes des particules chargées.

Ces estimations démontrent que, dans nos conditions de décharge, tous les mécanismes de pertes que nous venons de décrire doivent être pris en compte dans le bilan des particules chargées si l'on veut décrire correctement les propriétés de ces décharges contractées. Par ailleurs, la forte diminution des pertes par recombinaison en volume vers la région de la paroi du tube à décharge fait en sorte que la diffusion ambipolaire est non négligeable dans cette région. Aussi, pour tenir compte de la recombinaison dissociative, il est nécessaire de décrire également la recombinaison à trois corps, puisque un des mécanismes principaux de création de l'ion moléculaire est la conversion de l'ion atomique par collision avec des atomes neutres.

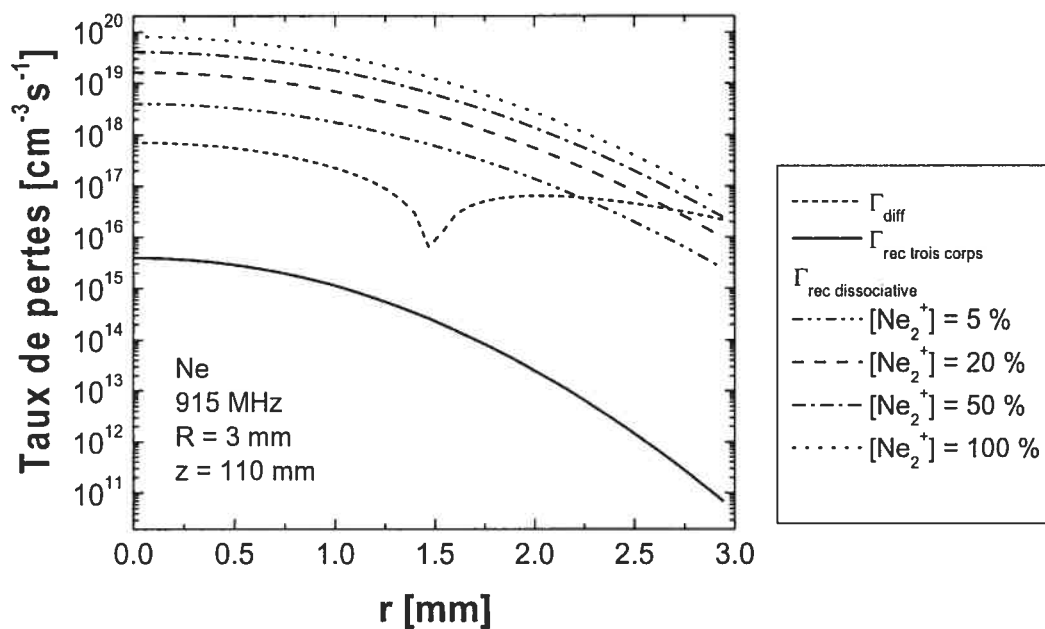


Figure 4.22 : Distribution radiale du taux de pertes par diffusion ambipolaire, par recombinaison à trois corps et par recombinaison dissociative dans le néon à 915 MHz, pour un tube à décharge de rayon interne 3 mm et à une position axiale donnée.

Bibliographie

- [1] Aliev, Yu. M., Schlüter, H., and Shivarova, A., *Guided-Wave-Produced Plasmas*, (Springer, 2000).
- [2] Zakrzewski, Z., and Moisan, M., *Plasma Sources Sci. Technol.* **4**, 379 (1995).
- [3] Nowakowska, H., Zakrzewski, Z., Moisan, M., and Lubański, M., *J. Phys. D* **31**, 1422 (1998).
- [4] Margot, J., Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud (1989).
- [5] Lorrain, P., Corson, D. P., Lorrain, F., *Electromagnetic fields and waves*, (W. H. Freeman and company, New York, Third Edition, 1987).
- [6] Delcroix, J. L., and Bers, A., *Physique des plasmas* (InterÉditions/CNRS Éditions, 1994).
- [7] Golant, V. E., Zhilinsky, A. P., and Sakharov, I. E., *Fundamentals of plasma physics* (Wiley Intersciences, 1980).
- [8] Pateyron, B., Elchinger, M. F., Delluc, G., and Auberton, J., ADEP-Banque de données de l'Université et du CNRS, édition Direction des Bibliothèques des Musées et de l'Information Scientifique et Technique (1986).
- [9] Boulos, M. I., Fauchais, P., and Pfender, E., *Thermal Plasmas. Fundamentals and Applications* (Plenum, New York, 1994).

- [10] Prigogine, I., Bull. Cl. Sci. Acad. R. Belg., **26**, 53 (1940).
- [11] Kabouzi, Y., Calzada, M. D., Moisan, M., Tran, K. C., and Trassy, C., J. Appl. Phys. **91**, 1008 (2002).
- [12] Ferreira, C. M., J. Phys. D **14**, 1811 (1981).
- [13] Makasheva, K., and Shivarova, A., Phys. Plasmas **8**, 836 (2001).
- [14] Moisan, M., Hubert, J., and Pantel, R., Contrib. Plasma Phys. **30**, 293 (1990).
- [15] Kortshagen, U., Shivarova, A., Taratova, E., and Zamfirov, D., J. Phys. D **27**, 301 (1994).
- [16] Raizer, Yu. P., *Gas Discharge Physics*, (Springer Verlag, 1997).
- [17] Jones, J. D. C., Lister, D. G., Wareing, D. P., and Twiddy, N. D., J. Phys. B. **13**, 3247 (1980).
- [18] Zakrzewski, Z., J. Phys. D **16**, 171 (1983).
- [19] Zakrzewski, Z., and Moisan, M., Plasma Sources Sci. Technol. **4**, 379 (1995).
- [20] Castaños-Martinez, E., Kabouzi, Y., Makasheva, K., and Moisan, M., Phys. Rev. E **70** 066405 (2004).

Chapitre 5

Conclusion

Notre étude portait sur les phénomènes de contraction et de filamentation des décharges électriques à la pression atmosphérique, en particulier, sur la dépendance de ces phénomènes de la fréquence d'excitation du champ micro-ondes qui entretient la décharge. Ceci nous a amené à utiliser des plasmas créés par des ondes de surface, car ils présentent une grande souplesse pour ce qui est de la fréquence d'excitation du champ électrique de l'onde qui entretient la décharge. De plus, la décroissance, à partir de l'excitateur, de la densité linéaire de puissance dans ces plasmas nous a permis de suivre le développement axial de la contraction et de la filamentation.

Nous avons réalisé une étude expérimentale en fonction des conditions opératoires (fréquence d'excitation du champ micro-ondes et rayon du tube à décharge) pour dégager les principales caractéristiques des décharges radialement contractées, étude suivie d'une modélisation numérique qui nous a permis d'approfondir notre compréhension de ces décharges.

L'étude expérimentale de la contraction s'est effectuée à partir de diagnostics spectroscopiques en émission qui nous ont permis de déterminer la densité électronique (n_e) et la température du gaz (T_g). Pour obtenir T_g , nous avons mesuré la température de rotation (T_r) déduite des bandes ro-vibrationnelles du radical OH et pour la mesure de n_e , nous avons utilisé l'élargissement Stark de la raie H_β . La

distribution radiale de ces paramètres a été reconstruite à partir de la déconvolution spatiale des profils d'intensité intégrés suivant des cordes de la section de la décharge, en utilisant la méthode de l'inversion d'Abel. À partir des distributions radiales de la densité électronique nous avons observé que le degré de contraction diminue lorsque la fréquence d'excitation ou L augmente. Cependant, la filamentation de la décharge est plus importante aux fréquences et valeurs de L élevées. Par contre, la distribution radiale de T_g dépend faiblement de la fréquence d'excitation, alors que sa valeur sur l'axe croît et son profil s'élargit lorsque L augmente.

Nous avons, par ailleurs, développé un modèle numérique auto-cohérent qui nous permet de décrire les décharges radialement contractées. Ce modèle est constitué d'une partie électromagnétique, décrite par les équations de Maxwell, couplée à une partie hydrodynamique qui comprend l'équation de conservation de l'énergie des électrons et du gaz, ainsi que l'équation de Saha à deux températures. Les paramètres du plasma (T_g , T_e et n_e) et ceux de l'onde de surface (E , $k = \beta + j\alpha$) sont ainsi déterminés simultanément. Notre calcul théorique fait voir, pour la première fois, l'influence de la variation radiale du rapport $\frac{\nu}{\omega}$ sur la variation radiale du champ. Nous avons donc pris en compte la variation radiale des paramètres du plasma d'onde de surface, ce qui nous a permis de traiter l'influence de l'effet de peau du champ E sur la contraction et la filamentation. Ainsi, plus l'inhomogénéité de $|E|$ est importante, plus la contraction diminue. Cette inhomogénéité croît lorsque L ou la fréquence d'entretien de la décharge augmente. Par ailleurs, nous obtenons $T_e \gg T_g$ sur toute la section radiale de la décharge, indiquant clairement que le plasma est hors *ETL*. Après comparaison avec nos données expérimentales, nous constatons que le modèle décrit très bien qualitativement et assez bien quantitativement le comportement de nos décharges radialement contractées à la pression atmosphérique. Cependant, la surestimation de n_e comme conséquence de l'utilisation de l'équation de Saha appelle à une étude théorique plus détaillée.

Enfin, de nombreuses questions se posent encore pour la continuation du projet.

Il serait intéressant de déterminer expérimentalement la distribution radiale des états métastables pour avoir une meilleure compréhension de la cinétique de la décharge. L'étude de l'évolution de la contraction aux pressions supérieures à la pression atmosphérique ainsi qu'une étude plus approfondie de la filamentation, en mesurant les constantes de propagation et d'atténuation de l'onde, nous aideraient aussi à mieux comprendre ces phénomènes.

